

Kontinuierliche Oberflächenprofile zur optischen Strahlformung

Dissertation

zur Erlangung des akademischen Grades
doctor rerum naturalium (Dr. rer. nat.)

vorgelegt dem Rat der Physikalisch Astronomischen Fakultät
der FRIEDRICH-SCHILLER-UNIVERSITÄT JENA

von Dipl.-Phys. Lars-Christian Wittig
geboren am 9. Dezember 1973 in Greiz.

Gutachter:

1.
2.
3.

Tag der letzten Rigorosumsprüfung:

Tag der öffentlichen Verteidigung:

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Grundlagen	4
2.1	Wellenoptische Analyse	4
2.1.1	Wellenausbreitung in homogenen Medien	6
2.1.2	Wellenausbreitung in inhomogenen Gebieten	8
2.2	Design von Strahlformungselementen	10
2.2.1	Allgemeine Bemerkungen	10
2.2.2	Geometrisch-optische Strahlformung	13
2.2.3	Iterativer Fourier-Transformationsalgorithmus (IFTA)	14
2.3	Lithographische Herstellung mikrooptischer Elemente	17
2.3.1	Allgemeine Bemerkungen	17
2.3.2	Die Analoglithographie	19
2.4	Charakterisierung mikrooptischer Elemente	24
2.4.1	Vermessung des Profils	24
2.4.2	Vermessung der optischen Funktion	27
3	Design refraktiver Strahlformungselemente	29
3.1	Allgemeine Überlegungen	29
3.2	Nutzung von IFTA	32
3.2.1	Modifizierter IFTA	33
3.2.2	Amplitudenfreiheit	34
3.3	Beliebige Signalverteilungen	35
3.3.1	Der optische Aufbau	37
3.3.2	Flat-top-Verteilungen	40
3.3.3	Grauwertverteilungen	45
3.3.4	Zusammenfassung	50

3.4	Toleranz der optischen Funktion	52
3.4.1	Skalierung der Profilhöhe	52
3.4.2	Rauheit des Profils	55
3.4.3	Überstrukturen der Resistoberfläche	59
3.4.4	Zusammenfassung	60
4	Potenzial der Analoglithographie	61
4.1	Analyse der Überstrukturen beim Elektronenstrahlschreiben	61
4.1.1	Der Elektronenstrahlschreiber ZBA 23H	61
4.1.2	Intermittenzeffekt	63
4.2	Unterdrückung der Überstrukturen durch angepasste Datengenerierung . .	69
4.3	Grautonlithographie	71
4.3.1	Kalibrierung und Genauigkeit	71
4.3.2	Laterale Auflösung	74
4.3.3	Rauheit des Resists	75
4.3.4	Reproduzierbarkeit	78
4.3.5	Anwendungsbeispiele	81
4.3.6	Zusammenfassung	84
4.4	Steuerung der Resistentwicklung durch die Belichtungstiefe	85
4.5	Erzeugung komplexer Strukturen	89
5	Zusammenfassung	92
A	Skalare Optik	101
A.1	Beugungsgitter	101
A.2	Gaußsche Bündel	102

Kapitel 1

Einleitung

Mikrooptische Elemente haben während der vergangenen Jahre in vielfältigen Anwendungen in immer größerer Anzahl Eingang in das Alltagsleben gefunden und haben damit eine enorme wirtschaftliche Bedeutung gewonnen. Als Beispiel seien die optische Datenübertragung im Bereich der Telekommunikation, das Lesen und Schreiben von CDs und DVDs in der Unterhaltungselektronik oder holographische Sicherheitsmerkmale auf Geldscheinen und Kreditkarten genannt. Obwohl mikrooptische Elemente als Schlüsselkomponenten kompakter optoelektronischer Systeme betrachtet werden [1], existiert keine exakte Definition dieses Begriffs. Anders als der Präfix *mikro* vermuten lässt, sind damit nicht nur optische Komponenten gemeint, deren kleinste Strukturdetails Abmessungen im Bereich von Mikrometern aufweisen. Dies würde nur einen Teil der allgemein als mikrooptisch bezeichneten Elemente umfassen. Vielmehr wird mit diesem Begriff eine Verbindung zur Mikroelektronik hergestellt und zwar in Bezug auf die Herstellungstechnologien, nämlich in erster Linie planare lithographische Verfahren [1–3].

Eine wichtige Klasse mikrooptischer Elemente sind aufgrund ihrer prinzipiell sehr hohen Effizienz kontinuierliche Phasenelemente [4], die eine Modulation der Phase der einfallenden Welle bewirken, ohne gleichzeitig auch deren Amplitude zu beeinflussen. Der Begriff *kontinuierlich* bedeutet an dieser Stelle, dass die zugeordnete Phasenfunktion $\varphi(x, y)$ sämtliche Werte aus einem bestimmten Intervall $(0, \varphi_{\max})$ annimmt. Dabei kann φ auch Unstetigkeiten wie Sprünge bzw. sogenannte Dislokationen enthalten (Abschnitt 2.2.3). Realisiert wird die Phasenmodulation entweder durch Variation des Brechungsindex' eines optischen Materials (GRadient INdex – GRIN) oder durch das kontinuierliche Höhenprofil einer optischen Grenzfläche (Abb. 1.1). Die kontinuierlichen Phasenelemente werden weiterhin nach ihrer Funktion unterteilt in refraktive Elemente, deren optisches Verhalten mit der Näherung der geometrischen Optik verstanden werden kann, und diffraktive Elemente, zu deren Verständnis eine wellenoptische Betrachtung erforderlich ist. Zu den refraktiven

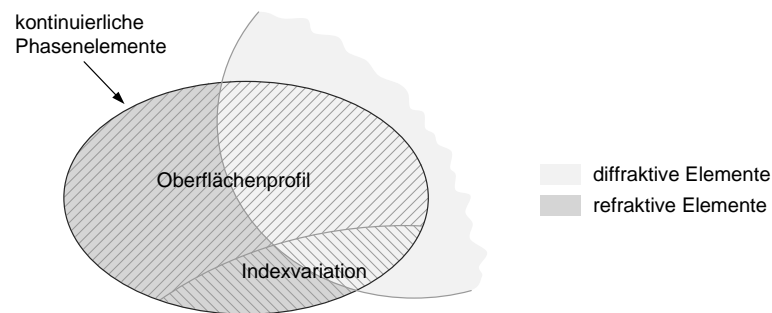


Abb. 1.1: Mengendiagramm zur Einordnung der verschiedenen Arten mikrooptischer Elemente nach Funktion und Struktur. Die refraktiven Elemente sind eine Teilmenge der kontinuierlichen Phasenelemente.

Elementen zählen hauptsächlich klassische optische Elemente wie sphärische oder asphärische Linsen, Zylinderlinsen und Prismen. Zu den diffraktiven Elementen gehören z.B. spektroskopische Gitter und vor allem sogenannte computergenerierte Hologramme, die zur Erzeugung nahezu beliebiger Intensitätsverteilungen eingesetzt werden können. Für das letztgenannte Problem, und dabei insbesondere für die Strahlformung (Abschnitt 2.2), sind aber ebenso refraktive Elemente einsetzbar. Diese bieten gegenüber den diffraktiven Elementen zwei bemerkenswerte Vorteile. Erstens wird das gesamte einfallende Licht (bis auf den Anteil des an der Grenzfläche reflektierten Lichts) in die gewünschte Verteilung gelenkt und zweitens ist die optische Funktion bis auf die Materialdispersion unabhängig von der benutzten Wellenlänge. Aus diesen Gründen stehen refraktive Strahlformungselemente im Mittelpunkt der vorliegenden Arbeit.

Obwohl es eine Vielzahl von Veröffentlichungen gibt, die sich mit dem Problem der Strahlformung auf der Basis kontinuierlicher Phasenelemente beschäftigen [5–8], fehlt bis heute eine geschlossene Behandlung des Designs *und* der Herstellung entsprechender refraktiver Elemente. Zu klären ist auf der Seite des Designs vor allem die Frage nach den Grenzen des Einsatzes refraktiver Strahlformungselemente. Weiterhin ist zu untersuchen, welche lithographischen Verfahren zur Herstellung der entsprechenden Oberflächenprofile geeignet sind und insbesondere auch, welche Rückkopplungen sich aus den Limitierungen der Technologie für das Design ergeben. Die genannten Problemfelder sind Gegenstand dieser Arbeit.

Die zu Beginn der Entwicklung der Mikrooptik in den 60er und 70er Jahren zur Verfügung stehenden Herstellungstechnologien erlaubten nur die Realisierung flacher Oberflächenprofile mit einer Profiltiefe in der Größenordnung der Lichtwellenlänge [9]. Seit Anfang der 80er Jahre gibt es Anstrengungen, lithographische Verfahren zur Herstellung *kontinuierlicher* Oberflächenprofile zu entwickeln. Dies waren im Jahr 1982 das Elektronenstrahl-Direktschreiben [10] und 1983 das Laserschreiben [11]. Beide Verfahren sowie auch die später entwickelten maskenbasierten Verfahren der Photolithographie [12–15] wurden aber

zunächst mit Ausnahme von refraktiven Linsenarrays ausschließlich für die Herstellung diffraktiver Elemente benutzt. Erstmals wurde 1997 in einer Veröffentlichung von Kasinski und Burnham die Anwendung von refraktiven Strahlformungselementen publiziert [16]. Diese waren allerdings nicht lithographisch, sondern durch Diamantdrehen in CaF_2 hergestellt worden. Neuere Publikationen des Autors dieser Arbeit beschäftigen sich mit der Realisierung spezifischer Elemente [17–19]

In der vorliegenden Arbeit werden in Kapitel 2 zunächst die Grundlagen der physikalischen Wellenausbreitung im freien Raum und durch ein mikrooptisches Element sowie Verfahren zum Design von Strahlformungselementen dargestellt. Es wird weiterhin ein Überblick über die zur Herstellung kontinuierlicher Oberflächenprofile ausgewählte Analoglithographie gegeben und die relevanten seriellen und parallelen Verfahren werden vorgestellt. Das 3. Kapitel ist Untersuchungen zum Design refraktiver Strahlformungselemente gewidmet, wobei grundlegende Zusammenhänge zwischen optischem Aufbau und optischer Funktion erläutert, die Problematik der Erzeugung von beliebigen Intensitätsverteilungen behandelt und die Toleranz der Elemente gegenüber unterschiedlichen Einflussgrößen dargestellt werden. Um das Potenzial der Analoglithographie für die Herstellung kontinuierlicher Strahlformungselemente beurteilen zu können, werden im 4. Kapitel die Limitierungen der Technologie untersucht sowie Methoden vorgestellt, die zur Erweiterung der Anwendungsmöglichkeiten entwickelt wurden.

Kapitel 2

Grundlagen

Um die speziellen Fragestellungen beim Design und der Herstellung von refraktiven, mikrooptischen Strahlformungselementen behandeln zu können, werden im folgenden Kapitel die Grundlagen der wellenoptischen Analyse eines optischen Systems und etablierte Methoden des Designs mikrooptischer Elemente betrachtet. Ein ganz wesentlicher Punkt dabei ist die genaue Kenntnis der Randbedingungen, die durch die zur Verfügung stehenden Herstellungstechnologien festgelegt sind. Die Analoglithographie wird als ausgezeichnete Technologie zur Realisierung kontinuierlicher Oberflächenprofile für die Mikrooptik einer systematischen Betrachtung unterzogen und es werden prinzipielle Grenzen identifiziert. Dazu ist auch eine hinreichend genaue geometrische und optische Charakterisierung der hergestellten Oberflächen notwendig.

2.1 Wellenoptische Analyse

Die Analyse der Ausbreitung von Licht durch ein optisches System muss in zwei getrennte Probleme zerlegt werden. Das sind zum einen die Propagation des Lichts in einem homogenen Medium bzw. einer homogenen Region mit einer ortsunabhängigen Brechzahl n und zum anderen die Propagation innerhalb einer inhomogenen Region mit ortsabhängiger Brechzahl $n(x, y, z)$ (Abb. 2.1a). Diese beiden Fälle entsprechen der sogenannten Freiraumausbreitung und der Ausbreitung durch ein optisches Element. Ihre getrennte Betrachtung resultiert direkt aus der unterschiedlichen Struktur der aus den Maxwellgleichungen abgeleiteten Wellengleichungen. Während die Lösung der Wellengleichung im Falle homogener Regionen exakt möglich ist, kann dies für inhomogene Regionen im Allgemeinen nur näherungsweise erfolgen [20].

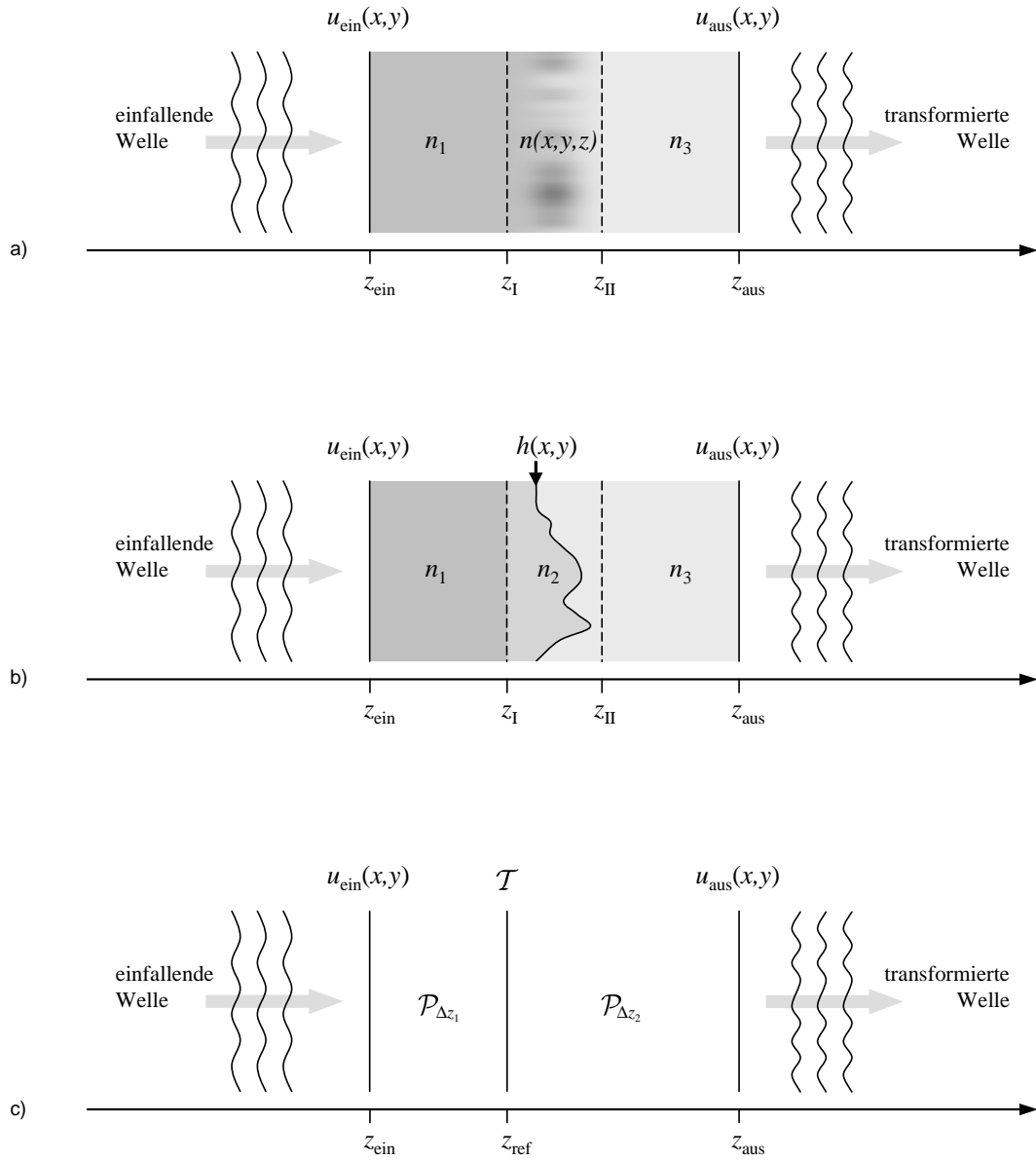


Abb. 2.1: Schematische Darstellung eines allgemeinen optischen Systems bestehend aus zwei Regionen mit konstanter und einer Region mit ortsabhängiger Brechzahl $n(x, y, z)$ (a). Ein konkretes Beispiel für $n(x, y, z)$ ist die stückweise konstante Brechungsindexverteilung (b), wo zwei homogene Medien durch die Fläche $z = h(x, y)$ getrennt werden. Die Ausbreitung der einfallenden Welle durch die homogenen bzw. inhomogenen Regionen kann mit Hilfe linearer Operatoren \mathcal{P} und \mathcal{T} beschrieben werden (c).

2.1.1 Wellenausbreitung in homogenen Medien

Zur Berechnung der Wellenausbreitung in homogenen Medien existieren verschiedene, aber äquivalente Darstellungen, die auf der Zerlegung der Welle in eine Summe von Kugeln (Rayleigh-Sommerfeldsches, Kirchhoffsches Wellenausbreitungsintegral) bzw. eine Summe ebener Wellen beruhen. Im letztgenannten Fall findet das Konzept des Spektrums ebener Wellen Anwendung [21], das im Folgenden dargestellt werden soll. Von dem exakten Wellenausbreitungsintegral werden die zwei wichtigen Fälle der Fresnel- und der Fraunhofer-Näherung abgeleitet.

Von Interesse sind hier ausschließlich homogene, isotrope und nichtmagnetische Dielektrika mit linearen Materialgleichungen. Ausgehend von den entsprechenden Maxwellgleichungen erhält man die Wellengleichung

$$\nabla^2 \hat{u}(\vec{r}, t) + \mu_0 \tilde{\epsilon} \cdot \frac{\partial^2}{\partial t^2} \hat{u}(\vec{r}, t) = 0 \quad , \quad (2.1)$$

die für alle Komponenten der elektrischen und magnetischen Feldstärke einer elektromagnetischen Welle entfernt von den Quellen des Feldes erfüllt sein muss. Dabei ist $\tilde{\epsilon}(\omega) = \epsilon(\omega) + i\sigma(\omega)/\omega$ die komplexe Dielektrizitätsfunktion, die sich aus der Dielektrizitätskonstante $\epsilon(\omega)$ und der Leitfähigkeit $\sigma(\omega)$ berechnet.

Wegen der Linearität des betrachteten Systems kann die spektrale Zerlegung

$$\hat{u}(\vec{r}, t) = \int_{-\infty}^{\infty} u(\vec{r}, \omega) e^{i\omega t} d\omega \quad (2.2)$$

$$\text{mit} \quad u(\vec{r}, \omega) = \mathcal{F}[\hat{u}](\vec{r}, \omega) = \int_{-\infty}^{\infty} \hat{u}(\vec{r}, t) e^{-i\omega t} dt \quad (2.3)$$

erfolgen und die mit Hilfe der Fouriertransformation berechneten Spektralkomponenten $u(\vec{r}, \omega) = \mathcal{F}[\hat{u}](\vec{r}, \omega)$ können getrennt voneinander behandelt werden. Durch Einsetzen in Gleichung 2.1 erhält man daraus mit $n^2 = \tilde{\epsilon}/\epsilon_0$ und $c = 1/\sqrt{\mu_0\epsilon_0}$ die homogene Helmholtzgleichung

$$\nabla^2 u(\vec{r}, \omega) + \frac{\omega^2}{c^2} n^2 \cdot u(\vec{r}, \omega) = 0 \quad , \quad (2.4)$$

die für jede monochromatische Welle $u(\vec{r}, \omega)$ in einem quellenlosen Gebiet erfüllt ist. Dabei sind n der i. A. komplexwertige Brechungsindex und c die Vakuumlichtgeschwindigkeit.

Für die weiteren Betrachtungen sei ω festgehalten und die monochromatische dreidimensionale Welle wird einfach durch $u(\vec{r})$ beschrieben. Eine spezielle Lösung der Helmholtzgleichung ist die ebene monochromatische Welle $e^{i\vec{k}\vec{r}}$ mit dem Wellenzahlvektor $\vec{k} = (k_x, k_y, k_z)$. Es gilt die Dispersionsrelation $\vec{k}^2 = k^2 n^2 = \omega^2 n^2 / c^2$, wobei $\vec{k}^2 = k_x^2 + k_y^2 + k_z^2$. Werden die Komponenten k_x und k_y des Wellenzahlvektors frei gewählt, so ergibt sich

$k_z = \pm \sqrt{k^2 n^2 - k_x^2 - k_y^2}$. Die allgemeine Lösung lässt sich also als Superposition ebener Wellen darstellen und es gilt

$$u(\vec{r}) = \int_{\mathbb{R}^2} U^+(k_x, k_y) e^{i\vec{k}^+ \cdot \vec{r}} dk_x dk_y + \int_{\mathbb{R}^2} U^-(k_x, k_y) e^{i\vec{k}^- \cdot \vec{r}} dk_x dk_y \quad (2.5)$$

$$\text{mit} \quad \vec{k}^+ = (k_x, k_y, k_z), \quad \vec{k}^- = (k_x, k_y, -k_z) \quad (2.6)$$

$$\text{und} \quad k_z(k_x, k_y) = \sqrt{k^2 n^2 - k_x^2 - k_y^2} \quad . \quad (2.7)$$

Für den Fall $k_x^2 + k_y^2 > k^2 n^2$ wird k_z imaginär und die entsprechende Welle wird evaneszente oder inhomogene ebene Welle genannt. Die Wellen mit reellem k_z heißen homogene ebene Wellen. Die Funktionen U^+ und U^- beschreiben die komplexen Amplituden der ebenen Wellen, die sich in positiver bzw. negativer z -Richtung ausbreiten. Liegen die Quellen der elektromagnetischen Welle im Gebiet $z < 0$, so verschwindet U^- im Gebiet $z \geq 0$, da nach den Annahmen über das Medium kein Anlass zu Reflexionen besteht und damit keine rücklaufenden Wellen erzeugt werden. Im Folgenden soll nur dieser Fall betrachtet werden, so dass sich die Welle $u(\vec{r})$ als eine Superposition ebener Wellen mit nichtnegativem k_z , deren komplexe Amplituden jetzt einfach mit U bezeichnet werden, schreiben lässt. Es gilt also

$$u(\vec{r}) = \int_{\mathbb{R}^2} U(k_x, k_y) e^{i\vec{k}\vec{r}} dk_x dk_y \quad (2.8)$$

für alle $\vec{r} = (x, y, z \geq 0) \in \mathbb{R}^3$, wobei $\vec{k} = (k_x, k_y, \sqrt{k^2 n^2 - k_x^2 - k_y^2})$.

Die Gleichung 2.8 ist insbesondere auch für die Ebene $z = 0$ richtig. Man erhält also

$$u_0(x, y) := u(x, y, 0) = \int_{\mathbb{R}^2} U(k_x, k_y) e^{i(k_x x + k_y y)} dk_x dk_y = \mathcal{F}^{-1}[U](x, y) \quad (2.9)$$

und die komplexe Amplitude U kann damit als die Fouriertransformierte des Feldes in der Ebene $z = 0$ ausgedrückt werden. Die Funktion $U(k_x, k_y) = \mathcal{F}[u_0](k_x, k_y)$ wird deshalb auch als Ortsfrequenzspektrum des Feldes bezeichnet.

Die Darstellung 2.8 einer Welle $u(\vec{r})$ als Linearkombination homogener und inhomogener ebener Wellen wird „Spektrum ebener Wellen“ genannt. Liegt eine Welle $u(\vec{r})$ in dem quellenfreien Gebiet $z \geq 0$ vor und ist in der Ebene $z = 0$ bekannt, so kann die Welle im gesamten quellenfreien Gebiet durch die Gleichung 2.8 dargestellt werden und mit Hilfe der Gleichung 2.9 kann man schreiben

$$u(\vec{r}) = \mathcal{F}^{-1} \left[\mathcal{F}[u_0](k_x, k_y) e^{iz\sqrt{k^2 n^2 - k_x^2 - k_y^2}} \right] (x, y) \quad . \quad (2.10)$$

Gleichung 2.10 bedeutet ausführlich

$$u(\vec{r}) = \int_{\mathbb{R}^2} \int_{\mathbb{R}^2} u_0(x', y') e^{i[k_x(x-x') + k_y(y-y')]} e^{iz\sqrt{k^2 n^2 - k_x^2 - k_y^2}} dx' dy' dk_x dk_y \quad . \quad (2.11)$$

Unter der Bedingung kleiner Ortsfrequenzen, d.h. für $k_x^2 + k_y^2 \ll k^2 n^2$, kann die sogenannte Fresnel- oder parabolische Näherung $k_z \approx kn - (k_x^2 + k_y^2)/2kn$ angewendet werden und Einsetzen in Gleichung 2.10 ergibt

$$u(\vec{r}) = \mathcal{F}^{-1} \left[U(k_x, k_y) e^{-\frac{iz}{2kn} (k_x^2 + k_y^2)} \right] (x, y) \cdot e^{iknz} . \quad (2.12)$$

Eine äquivalente Darstellung erhält man nach Einsetzen in Gleichung 2.11 und einigen Umformungen mit

$$u(\vec{r}) = \frac{n}{i\lambda z} e^{iknz} \int_{\mathbb{R}^2} u_0(x', y') e^{\frac{i\pi n}{\lambda z} [(x-x')^2 + (y-y')^2]} dx' dy' \quad (2.13)$$

$$= \frac{n}{i\lambda z} e^{iknz} e^{i\gamma(x^2 + y^2)} \mathcal{F} \left[u_0(x', y') e^{i\gamma(x'^2 + y'^2)} \right] (2\gamma x, 2\gamma y) , \quad (2.14)$$

wobei zur Vereinfachung $\gamma = kn/2z$ geschrieben wird.

Ist weiterhin die Ausbreitungslänge z groß gegenüber der Apertur, d.h. $\lambda z \gg x'^2 + y'^2$, so kann Gleichung 2.13 weiter vereinfacht werden und man erhält die sogenannte Fraunhofer-Näherung

$$u(\vec{r}) = \frac{n}{i\lambda z} e^{iknz} e^{i\gamma(x^2 + y^2)} \int_{\mathbb{R}^2} u_0(x', y') e^{-i2\gamma(xx' + yy')} dx' dy' \quad (2.15)$$

$$= \frac{n}{i\lambda z} e^{iknz} e^{i\gamma(x^2 + y^2)} \mathcal{F} [u_0] (2\gamma x, 2\gamma y) . \quad (2.16)$$

Die Feldverteilung $u(\vec{r})$ entspricht also nach ausreichend großer Propagationslänge z im Wesentlichen dem Ortsfrequenzspektrum der Welle in der Ebene $z = 0$, multipliziert mit einem quadratischen Phasenterm. Man spricht dann vom Fernfeld, das sich bis auf laterale Skalierung mit dem Faktor z/kn nicht mehr ändert.

2.1.2 Wellenausbreitung in inhomogenen Gebieten

Um die Wellenausbreitung in einem Gebiet mit ortsabhängigem Brechungsindex betrachten zu können, ist eine Lösung des Systems der Maxwellgleichungen unter Berücksichtigung der gegebenen Randbedingungen zu suchen. Dies kann im Allgemeinen nur numerisch, z.B. durch Anwendung der Methode finiter Elemente, erfolgen [22]. Dazu muss der Raum in Elemente zerlegt werden, die klein gegenüber der Wellenlänge sind und wegen des dafür notwendigen hohen Rechenaufwands können nur relativ kleine Gebiete betrachtet werden. In Abhängigkeit von der konkreten Art der Brechungsindexverteilung können jedoch verschiedene Näherungsverfahren angewendet werden. Im Falle sogenannter GRIN-Medien (GRIN = GRadient INdex) bieten sich Methoden, wie z.B. *Beam Propagation Method* [23] oder *Wave Propagation Method* [24] an.

In dieser Arbeit sollen jedoch ausschließlich stückweise konstante Brechungsindexverteilungen betrachtet werden (Abb. 2.1b). Weiterhin sollen die Grenzflächen zwischen den

Gebieten mit unterschiedlichen Brechungsindizes im Wesentlichen senkrecht zur Ausbreitungsrichtung der Welle verlaufen. Ist diese Grenzfläche stetig und die laterale Ausdehnung ihrer Strukturen deutlich größer als die Wellenlänge, so kann ihre optische Wirkung durch das Brechungsgesetz der geometrischen Optik beschrieben werden. Wenn die Grenzfläche allerdings sehr fein strukturiert ist, so ist die geometrische Optik nicht mehr anwendbar. Bis zu einer Ausdehnung der Strukturen von einigen Wellenlängen ist die skalare Beugungstheorie hinreichend zur Beschreibung der optischen Wirkung, bei noch kleineren Strukturen treten Polarisierungseffekte auf und es müssen vektorielle Verfahren der sogenannten rigorosen Beugungstheorie angewendet werden [25–27].

Wenn Polarisierungseffekte vernachlässigbar sind, d.h. die Strukturgröße oberhalb einiger Wellenlängen liegt, und die Dicke des mikrooptischen Elementes gering ist, so kann das Wellenfeld direkt hinter dem Element als das punktweise Produkt des Wellenfeldes direkt vor dem Element mit der sogenannten Transmissionsfunktion des Elementes beschrieben werden [21]. Hat das mikrooptische Element unter diesen Bedingungen im Gebiet zwischen den Ebenen $z = z_I$ und $z = z_{II}$ die (reellwertige) Brechungsindexverteilung $n(x, y, z)$ (vgl. Abb. 2.1a und b), so ist die zugehörige Transmissionsfunktion gegeben durch

$$t(x, y) = e^{i\tau(x, y)} \quad \text{mit} \quad \tau(x, y) = \frac{2\pi}{\lambda} \int_{z_I}^{z_{II}} n(x, y, z) dz \quad . \quad (2.17)$$

Wenn $h(x, y)$ die lokale Dicke des Elements mit der Brechzahl n_2 bezeichnet und die Brechzahl des sich anschließenden Mediums n_3 ist (Abb. 2.1b), so erhält man die Phasenverteilung $\tau(x, y)$ der zugehörigen Transmissionsfunktion durch den Ausdruck

$$\tau(x, y) = \frac{2\pi}{\lambda} (n_2 - n_3) \cdot h(x, y) \quad . \quad (2.18)$$

Diese Näherung der Wellenausbreitung durch ein optisches Element hindurch wird Approximation der dünnen Elemente genannt. Sie vernachlässigt die Richtung der einfallenden Welle und Brechung an den Grenzflächen z_I und $h(x, y)$ sowie die Modulation der Amplitude $|t(x, y)|$ an der Grenzfläche $h(x, y)$, die durch die Fresnelschen Formeln gegeben ist. Die Approximation der dünnen Elemente ist deshalb nur gültig, wenn die einfallende Welle in ebene Wellen zerlegt werden kann, deren Richtungsvektoren nicht wesentlich von der Ausbreitungsrichtung abweichen, d.h. wenn die einfallende Welle paraxial ist.

Mikrooptische Elemente werden üblicherweise nach dem von der Transmissionsfunktion $t(x, y)$ angenommenen Wertebereich klassifiziert. Ist der Betrag von $t(x, y)$ gleich eins, so beeinflusst das Element nur die Phase der einfallenden Welle und wird deshalb Phasenelement genannt. Bei einer reellwertigen Funktion $t(x, y)$ mit Werten im Bereich $[0, 1]$ spricht man von einem Amplitudenelement. Wenn $t(x, y)$ nur diskrete Werte annimmt, so heißt das Element quantisiert, anderenfalls kontinuierlich. Im Mittelpunkt der Arbeit werden

kontinuierliche Phasenelemente stehen, die der gezielten Formung kohärenter Lichtbündel, d.h. der sogenannten Strahlformung dienen. Der folgende Abschnitt beschäftigt sich mit dem Design dieser Strahlformungselemente.

2.2 Design von Strahlformungselementen

2.2.1 Allgemeine Bemerkungen

Mit Hilfe der abgeleiteten Wellenausbreitungsgleichungen und der Approximation der dünnen Elemente ist es möglich, ein paraxiales optisches System mit Hilfe linearer Operatoren \mathcal{P} bzw. $\mathcal{P}_{\Delta z}$ für die Propagation über die Distanz Δz und \mathcal{T} für die Veränderung der einfallenden Welle durch das optische Element zu beschreiben. Die Ausgabe u_{aus} des optischen Systems ergibt sich durch die Hintereinanderausführung der einzelnen Operatoren. Für das Beispiel der Abbildung 2.1b und c erhält man also

$$u_{\text{aus}}(x, y) := u(x, y, z_{\text{aus}}) = \mathcal{P}_{\Delta z_1} \mathcal{T} \mathcal{P}_{\Delta z_2} u(x, y, z_{\text{ein}}) =: \mathcal{S} u_{\text{ein}}(x, y) \quad (2.19)$$

mit $\Delta z_1 = z_{\text{ref}} - z_{\text{ein}}$ und $\Delta z_2 = z_{\text{aus}} - z_{\text{ref}}$.

Diese Voraussetzung ermöglicht grundsätzlich auch die Umkehrung des Analyseproblems, nämlich das Design eines optischen Systems, das die Transformation einer gegebenen Feldverteilung in eine gewünschte Verteilung¹ realisiert. Letztere ist bei der *Strahlformung*, im Gegensatz zur *Strahlteilung*, bei der eine diskrete Feldverteilung gefordert wird, kontinuierlich.

Die prinzipielle Situation der Strahlformung ist in Abb. 2.2 skizziert. Im Unterschied zu Abb. 2.1 fallen hier die Eingabeebene z_{ein} und die Elementebene z_{ref} zusammen. Die einfallende Welle mit bekannter komplexer Amplitude $u_{\text{ein}}(x, y) := u(x, y, z_{\text{ein}}) = a(x, y) \cdot \exp[i\varphi(x, y)]$, im Folgenden auch als Eingabe des optischen Systems bezeichnet, trifft auf das optische Element mit der komplexwertigen Transmissionsfunktion $t(x, y) = \exp[i\tau(x, y)]$ und wird dadurch so verändert, dass nach Propagation in die Ausgabe- oder Signalebene z_{aus} die gewünschte Intensitätsverteilung $i_{\text{sig}}(x, y) = |u_{\text{sig}}(x, y)|^2$ entsteht. Sehr häufig handelt es sich in praktischen Anwendungen bei u_{ein} um eine Gaußsche Feldverteilung mit sphärischer Phase, weshalb dieser Fall auch in der Abbildung angedeutet ist. Für die Betrachtung des Strahlformungsproblems kann jedoch die Phase der Beleuchtungswelle auf die Phase des gesuchten Elements addiert werden. Ohne Beschränkung der Allgemeinheit wird deshalb zur Vereinfachung $\varphi(x, y)$ als konstant angenommen.

¹Diese Transformation wird oft auch als Wellenfronttransformation bezeichnet.

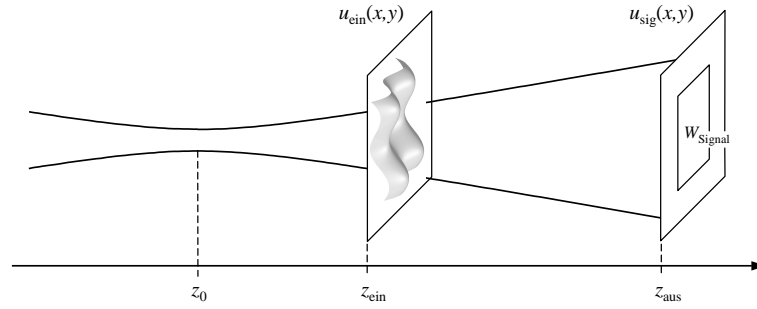


Abb. 2.2: Schematische Darstellung des optischen Aufbaus zur Strahlformung mit einem Element in der Ebene z_{ein} . Üblicherweise ist nur die Intensitätsverteilung $i_{\text{sig}}(x, y) = |u_{\text{sig}}(x, y)|^2$ des Signals in einem Ausschnitt W_{Signal} der Ebene z_{aus} gegeben. Angedeutet ist der wichtige Spezialfall eines Gaußschen Bündels als Eingangsfeld mit der Taille bei z_0 .

Von großer Bedeutung ist die Tatsache, dass in der Regel nur die Intensitätsverteilung $i_{\text{sig}}(x, y)$ innerhalb eines begrenzten Bereichs der Signalebene, dem Signalfenster W_{Signal} , vorgegeben ist. Dadurch können sowohl die Phase von u_{sig} , die sogenannte Signalphase, als auch die Amplitude außerhalb des Signalfensters als freie Parameter im Design benutzt werden. Dies wird als Phasen- bzw. Amplitudenfreiheit bezeichnet. Erst mit diesen Designfreiheiten ist im allgemeinen Fall die Berechnung von Elementen möglich, die die Strahlformungsaufgabe mit sehr hoher Qualität erfüllen [21]. Zur Bewertung des Designs dienen dabei die Beugungseffizienz η bzw. die signalrelevante Beugungseffizienz η_{S} als Maß für die Energieausbeute sowie das Signal-Rausch-Verhältnis (SNR) als Maß für die Signalqualität.

Die Beugungseffizienz η eines optischen Systems \mathcal{S} bei der Eingabe u_{ein} ist definiert als das Verhältnis der im Signalfenster enthaltenen Energie der Ausgabe $u_{\text{aus}} = \mathcal{S}u_{\text{ein}}$ und der Energie der Eingabe². Das bedeutet

$$\eta(u_{\text{ein}}, \mathcal{S}) := \frac{\int_{W_{\text{Signal}}} |\mathcal{S}u_{\text{ein}}(x, y)|^2 dx dy}{\int_{\mathbb{R}^2} |u_{\text{ein}}(x, y)|^2 dx dy} \quad (2.20)$$

Aussagekräftiger in Bezug auf reale Systemausgaben ist die sogenannte signalrelevante Beugungseffizienz des optischen Systems \mathcal{S}

$$\eta_{\text{S}}(u_{\text{ein}}, u_{\text{sig}}, \mathcal{S}) := \frac{\int_{\mathbb{R}^2} |\alpha u_{\text{sig}}(x, y)|^2 dx dy}{\int_{\mathbb{R}^2} |u_{\text{ein}}(x, y)|^2 dx dy} \quad (2.21)$$

$$\text{mit } \alpha = \frac{\int_{\mathbb{R}^2} \mathcal{S}u_{\text{ein}}(x, y) \cdot u_{\text{sig}}^*(x, y) dx dy}{\int_{\mathbb{R}^2} |u_{\text{sig}}(x, y)|^2 dx dy} \quad (2.22)$$

²Korrekterweise müsste hier von Leistung gesprochen werden, da ausschließlich monochromatische, d.h. zeitlich unendlich ausgedehnte Wellen betrachtet werden. Für die Bestimmung der Energie wird eine geeignete, für alle Messungen konstante Dauer Δt_{mess} angenommen.

Dabei ist α ein Skalierungsfaktor, der die gewünschte Systemausgabe u_{sig} bestmöglich mit der tatsächlichen Ausgabe $\mathcal{S}u_{\text{ein}}$ in Übereinstimmung bringt.

Schließlich dient das Signal-Rausch-Verhältnis SNR zur Beurteilung der Qualität der tatsächlichen Systemausgabe $\mathcal{S}u_{\text{ein}}$ in Bezug auf das gewünschte Ausgabesignal u_{sig} , d.h.

$$\text{SNR}(\mathcal{S}u_{\text{ein}}, u_{\text{sig}}) := \frac{\int_{\mathbb{R}^2} |\alpha u_{\text{sig}}(x, y)|^2 dx dy}{\int_{\mathbb{R}^2} |\mathcal{S}u_{\text{ein}} - \alpha u_{\text{sig}}(x, y)|^2 dx dy} \quad (2.23)$$

mit dem gleichen α wie oben. Das SNR kann entweder, wie angegeben, für die komplexen Signale berechnet werden oder nur für ihre Amplituden, falls lediglich die Intensitätsverteilung von Interesse ist.

Zu einem gegebenen optischen System \mathcal{S} , einer Eingabe u_{ein} und einer gewünschten Ausgabe u_{sig} sowie einer Menge möglicher komplexer Werte, die von der Transmissionsfunktion angenommen werden können, der sogenannten Modulationsdomäne, existiert eine obere Schranke der Beugungseffizienz [4, 28]. Ziel des Designs ist es, die Phasenfreiheit und die Amplitudenfreiheit so einzusetzen, dass diese obere Schranke bestmöglich erreicht wird. Dazu kann das von Aagedal angegebene Designschema benutzt werden [4], demzufolge das Design von Elementen für allgemeine Wellenfronttransformationen in drei Schritte unterteilt wird:

1. Wahl einer geeigneten Startverteilung für die Signalphase.
2. Phasensynthese. In diesem Schritt wird die Signalphase so optimiert, dass die obere Schranke der Beugungseffizienz maximal wird.
3. Codierung. Es wird eine Transmissionsfunktion eines optischen Elementes gesucht, so dass das nach der Phasensynthese festliegende Ausgabesignal u_{sig} mit bestmöglicher Qualität erreicht wird.

Für die konkrete Berechnung optischer Systeme zur Lösung von Strahlformungsaufgaben findet man in der Literatur sehr unterschiedliche Methoden, die überwiegend auf der geometrischen Optik basieren [6, 7, 29–31]. Andere Verfahren, wie der *iterative Fourier-Transformationsalgorithmus*, *direkte binäre Suche*, *simulated Annealing* oder *genetische Algorithmen* wurden in der Literatur hauptsächlich auf Strahlteilungsprobleme angewendet. Dabei ist der iterative Fourier-Transformationsalgorithmus unter Anwendung des von Aagedal in [4] dargestellten allgemeinen Designschemas eine sehr leistungsfähige Methode auch zum Design von Strahlformungselementen. Zur Berechnung einer geeigneten Startphase wird dort die geometrisch-optische Strahlformung benutzt, um das Auftreten von Phasendislokationen (Abschnitt 2.2.3) zu vermeiden.

2.2.2 Geometrisch-optische Strahlformung

Die Methoden der geometrischen Optik werden hauptsächlich in der klassischen Optik eingesetzt, um abbildende optische Systeme zu berechnen, zu simulieren und zu optimieren. Sie ist aber auch geeignet, um nichtabbildende optische Systeme zu berechnen, wie etwa zur Lösung von Strahlformungsaufgaben.

Das Prinzip der geometrisch-optischen Strahlformung beruht darauf, zunächst eine geometrische Verzerrungsfunktion m zu finden, die die Energie der Beleuchtungswelle u_{ein} in die gewünschte Intensitätsverteilung $i_{\text{sig}} = |u_{\text{sig}}|^2$ umverteilt. Im zweiten Schritt wird die Phasenfunktion gesucht, die diese Verzerrung realisiert. Für die Darstellung des Verfahrens sei hier zuerst der eindimensionale Fall betrachtet.

Natürlich muss für die gesuchte Umverteilung Energieerhaltung gelten, also

$$|u_{\text{ein}}(x)|^2 dx = |u_{\text{sig}}(m)|^2 dm \quad . \quad (2.24)$$

Durch Integration erhält man die Gleichung

$$\int_{-\infty}^x |u_{\text{ein}}(\xi)|^2 d\xi = \int_{-\infty}^{m(x)} |u_{\text{sig}}(\xi)|^2 d\xi \quad . \quad (2.25)$$

Damit ergibt sich die Verzerrungsfunktion

$$m(x) = I_{\text{sig}}^{-1} [I_{\text{ein}}(x)] \quad , \quad (2.26)$$

wenn die Integrale $I_{\text{ein}}(x) := \int_{-\infty}^x |u_{\text{ein}}(\xi)|^2 d\xi$ und $I_{\text{sig}}(x) := \int_{-\infty}^x |u_{\text{sig}}(\xi)|^2 d\xi$ existieren und I_{sig} invertierbar ist. Wie in [8] gezeigt wird, ist diese Bedingung für die Klasse der Super-Gaußschen Verteilungen der Form $\exp(-|x|^n)$ für reelle, positive n und für lineare Arrays von Gaußschen Standardverteilungen ($n = 2$) erfüllt. Darüberhinaus kann aber die Auswertung der Integrale auch numerisch erfolgen. Abbildung 2.3 illustriert das Verfahren der Energieumverteilung an einem Beispiel.

Im zweidimensionalen Fall gilt für die Verzerrungsfunktion $\mathbf{m}(x, y)$ analog zu Gleichung 2.25 die Integralgleichung

$$\int_B |u_{\text{ein}}(\xi, \eta)|^2 d\xi d\eta = \int_{\mathbf{m}(B)} |u_{\text{sig}}(\xi, \eta)|^2 d\xi d\eta \quad \text{mit} \quad B \subset \mathbb{R}^2 \quad . \quad (2.27)$$

Im Allgemeinen ist die Lösung dieser Gleichung nicht eindeutig. Wenn die Verteilungen u_{ein} und u_{sig} aber radialsymmetrisch (d.h. $u(x, y) = u(r)$ mit $r = \sqrt{x^2 + y^2}$) oder separabel (d.h. $u(x, y) = u_1(x) \cdot u_2(y)$) sind, so lässt sich das Problem wieder auf den eindimensionalen Fall zurückführen. Darüberhinaus wurde in [31] ein Verfahren vorgeschlagen, bei dem eine Zerlegung in finite Elemente benutzt wird, um die gesuchte Verzerrungsfunktion zu finden.

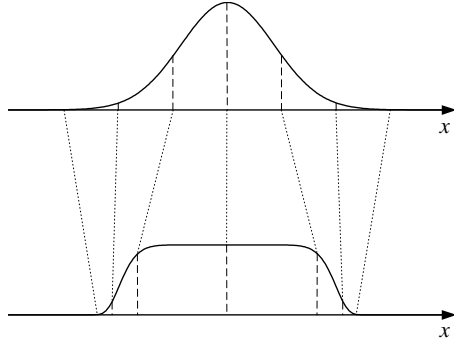


Abb. 2.3: Darstellung der Koordinatentransformation für die Umformung einer Gaußschen Feldverteilung in eine Super-Gaußförmige Intensitätsverteilung.

Mit Hilfe der Methode der stationären Phase kann nun die Phasenverteilung $\tau(x, y)$ des gesuchten Elements berechnet werden, das die zweidimensionale Verzerrung $\mathbf{m}(x, y)$ realisiert [5, 20]. Man erhält die Eikonalgleichung

$$\nabla \tau(x, y) = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \frac{\mathbf{m}(x, y) - \mathbf{x}}{\Delta z}, \quad (2.28)$$

wenn Δz der Abstand zwischen der Eingabe- und Ausgabebene ist. Es muss betont werden, dass die Methode der stationären Phase auf der Annahme beruht, dass u_{ein} keine hohen Ortsfrequenzen enthält. Unter anderem deshalb ist die geometrisch-optische Strahlformung nicht bei allgemeinen Wellenfronttransformationen anwendbar. Desweiteren wird bei dem geometrisch-optischen Ansatz die Wellennatur des Lichts vernachlässigt und eine auf diesem Wege erhaltene Lösung der Strahlformungsaufgabe muss nicht notwendigerweise auch bei wellenoptischer Betrachtung eine brauchbare Lösung des gegebenen physikalischen Problems sein [4].

Aus diesen Gründen eignet sich der geometrisch-optische Ansatz nur für eine eingeschränkte Menge von Strahlformungsaufgaben. Wie bereits erwähnt, ist aber der iterative Fourier-Transformationsalgorithmus eine sehr leistungsfähige Methode für die Lösung sowohl von Strahlteilungs- als auch von Strahlformungsaufgaben und soll deshalb im Folgenden näher erläutert werden.

2.2.3 Iterativer Fourier-Transformationsalgorithmus (IFTA)

Als Voraussetzung für den IFTA betrachten wir die Situation der in Abbildung 2.2 dargestellten Strahlformungsaufgabe. Durch die Eingabewelle u_{ein} und die gegebene Modulationsdomäne der Transmissionsfunktion $t(x, y)$ des Elements wird die Menge aller tatsächlich möglichen Ausgabewellen definiert. Zum anderen ist mit der gewünschten Intensitätsverteilung $i_{\text{sig}}(x, y)$ und dem festgelegten Signalfenster W_{Signal} die Menge der akzeptablen Ausgabewellen definiert. Bei dem IFTA erfolgt nun, ausgehend von einer

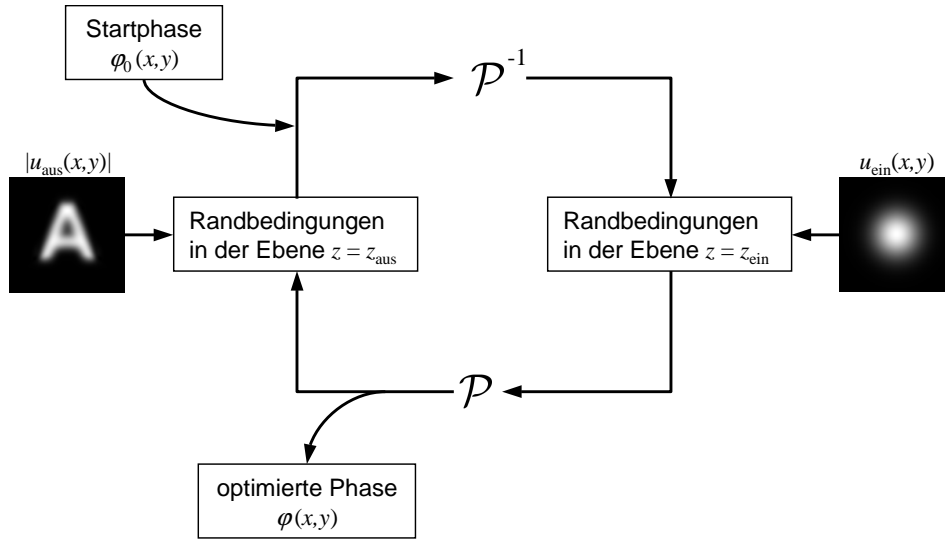


Abb. 2.4: Schematische Darstellung des iterativen Fourier-Transformationsalgorithmus zur Lösung der Strahlformungsaufgabe. Der Operator \mathcal{P} beschreibt die Ausbreitung der Welle von der Eingabe- in die Ausgabeebene.

akzeptablen Ausgabewelle, die abwechselnde Projektion auf die Menge der tatsächlich möglichen und die Menge der akzeptablen Ausgabewellen. Mit diesem Vorgehen wird eine Ausgabewelle erreicht, die die minimal mögliche Abweichung von einer akzeptablen Ausgabewelle besitzt.

Ein allgemeines Schema des IFTA ist in Abb. 2.4 dargestellt. Ausgangspunkt der Iteration ist das Produkt aus gewünschter Amplitudenverteilung der Systemausgabe $|u_{\text{sig}}|$ und der gewählten Startphase $\exp[i\varphi_0(x, y)]$. Durch Anwendung des inversen Ausbreitungsoperators \mathcal{P}^{-1} erfolgt die Propagation dieser Feldverteilung in die Eingabeebene, wo unter Berücksichtigung der Randbedingungen (gegebene Systemeingabe mit konstanter Phase, Modulationsdomäne für die Transmissionsfunktion des gesuchten Elements) eine neue Verteilung berechnet und anschließend mit dem Operator \mathcal{P} wieder in die Ausgabeebene propagiert wird. Nun vergleicht man die erhaltene mit der gewünschten Ausgabeverteilung und beendet den Algorithmus bei hinreichender Signalqualität. Anderenfalls erfolgt eine weitere Iteration mit der verbesserten Signalphase und unter Anwendung der Randbedingungen der Ausgabeebene (gegebene Amplitudenverteilung im Signalfenster). Die Iteration endet mit Erreichen einer akzeptablen Lösung der Strahlformungsaufgabe bzw. wenn der Algorithmus in einem lokalen Optimum stagniert.

In praktischen Anwendungen des IFTA wird für die Phasensynthese des oben beschriebenen Designschemas zunächst nur die Phasenfreiheit in der Signalebene benutzt und man erhält ein Signal mit einer hohen oberen Schranke der Beugungseffizienz, aber relativ niedriger Signalqualität. Erst im Schritt der Codierung, d.h. bei der Berechnung einer Transmissionsfunktion, die zu dem optimierten Signal führt, wird Amplitudenfreiheit

zugelassen, wodurch sich die Signalqualität verbessert, aber auch die Beugungseffizienz wieder sinkt.

Ein für diese Arbeit essentieller Aspekt ist die Stetigkeit der berechneten Transmissionsfunktion $t(x, y)$ und insbesondere ihrer Phase $\tau(x, y)$. Solange die Phasenfreiheit im Design nicht eingeschränkt wird, ist die vom IFTA berechnete Signalphase im allgemeinen nicht stetig, sondern enthält sogenannte Phasendislokationen, die zu Speckles, d.h. unerwünschten Nullstellen in der Feldverteilung der Systemausgabe, führen [32]. Der Wert der Phasenverteilung ändert sich bei vollständigem Umlauf auf einer geschlossenen Kurve um die Phasendislokation um $m \cdot 2\pi$, $m \in \mathbb{Z}$. Die Ordnung m der Dislokation nimmt dabei im Allgemeinen nur die Werte 1 und -1 an. Wenn die Signalphase Dislokationen enthält, weist auch die Phase der Transmissionsfunktion Dislokationen auf, weil Speckles in einer Feldverteilung bei der Freiraumausbreitung erhalten bleiben. Wenn $\tau(x, y)$ stetig sein soll, dann müssen also Dislokationen in der Signalphase vermieden werden. Dies ist in vielen Fällen durch Wahl einer geeigneten Startverteilung, nämlich einer auf der Basis der geometrisch-optischen Strahlformung berechneten, für den IFTA erreichbar [32].

Aufbauend auf diesen Grundlagen wird im Kapitel 3 untersucht werden, inwieweit der IFTA zum Design von refraktiven Strahlformungselementen eingesetzt werden kann, die eine beliebige Signalverteilung realisieren. Zuvor sollen aber die lithographischen Herstellungsverfahren für solche refraktiven optischen Elemente vorgestellt und systematisiert werden im Hinblick auf bestehende Limitierungen, die ebenfalls im Rahmen der Arbeit untersucht wurden.

2.3 Lithographische Herstellung mikrooptischer Elemente

Für die Herstellung der im Mittelpunkt der Arbeit stehenden kontinuierlichen Oberflächenprofile hat sich die Analoglithographie als maßgebliche Technologie etabliert. Nach einigen grundlegende Bemerkungen zur Lithographie im Allgemeinen wird auf die spezifischen Merkmale der Analoglithographie eingegangen und es erfolgt die Systematisierung der einzelnen Verfahren. An zwei Beispielen, der Elektronenstrahlolithographie und der Graftonlithographie, wird die auf diesem Gebiet bearbeitete Problemstellung erläutert.

2.3.1 Allgemeine Bemerkungen

Das Grundprinzip aller lithographischen Verfahren besteht darin, dass ein strahlungsempfindliches Polymer, der sogenannte Resist, mit einer bestimmten Dosis der entsprechenden Strahlung belichtet³ wird und dadurch eine Änderung seiner Löslichkeit hervorgerufen wird. Es kommen unterschiedliche Strahlungsarten zur Anwendung und dementsprechend unterscheidet man zwischen Photo-, Röntgen-, Elektronenstrahl- und Ionenstrahlolithographie. Licht im sichtbaren und hauptsächlich im ultravioletten Spektralbereich besitzt dabei rein wirtschaftlich betrachtet die weitaus größte Bedeutung.

Der Zusammenhang zwischen Bestrahlung und Löslichkeitsänderung beruht auf der durch die Belichtung verursachten strukturellen Änderung des Resists, wie etwa Quervernetzung von Polymerketten oder Aufbrechen von Bindungen. Man unterscheidet hierbei positiv und negativ arbeitende Resists, bei denen sich die Löslichkeit mit steigender Belichtungs-dosis erhöht bzw. verringert. Während der sogenannten Entwicklung in einem Lösungsmittel, dem Entwicklerbad, entsteht schließlich ein Oberflächenprofil entsprechend der an jeder Stelle eingebrachten Belichtungs-dosis.

Die Abhängigkeit der resultierenden Resisthöhe von der Belichtungs-dosis wird in der sogenannten Gradationskurve veranschaulicht (Abb. 2.5). Die Dosis D_{Bel} ist dabei je nach Art der Belichtung unterschiedlich definiert. Für die Photolithographie verwendet man als Maß für D_{Bel} die auf die Fläche bezogene Energie $\int_0^{t_{\text{Bel}}} i(\tau) d\tau$ mit $i(\tau)$ als Intensität der elektromagnetischen Strahlung und t_e als Belichtungszeit. In der Elektronenstrahlolithographie wird die Dosis durch die auf die Fläche bezogene Ladung $\int_0^{t_e} j(\tau) d\tau$ mit $j(\tau)$ als Stromdichte der Elektronenstrahlung definiert. Zur Darstellung der Gradationskurve wird die Dosis üblicherweise logarithmisch aufgetragen und die Resisthöhe auf den Wert

³Die Bestrahlung des Resists wird unabhängig von der verwendeten Strahlungsart als Belichtung bezeichnet.

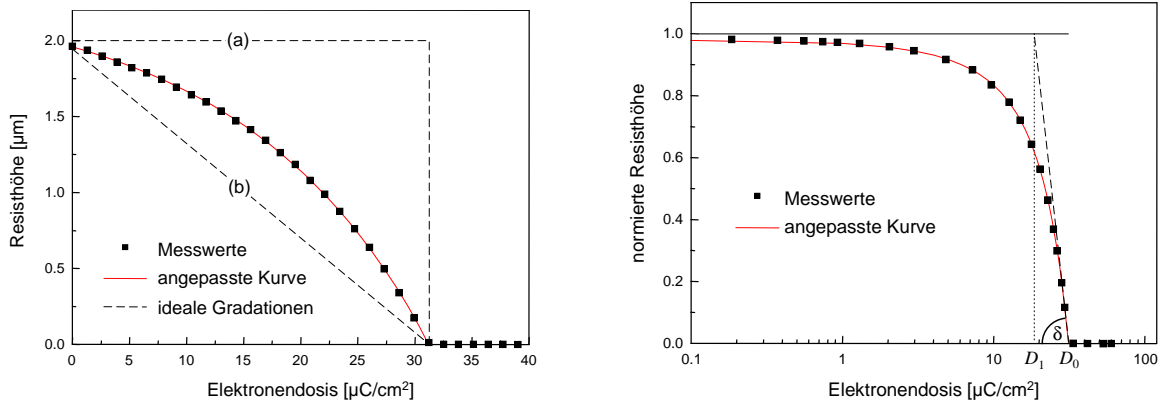


Abb. 2.5: Gradationskurve des Resists ARP 610 bei Elektronenstrahldirektbelichtung. Links sind die gemessene Abhängigkeit der Resisthöhe von der Elektronendosis und eine angepasste Kurve dargestellt sowie die ideale Gradation für die binäre (a) und die Analoglithographie (b). Rechts ist die normierte Resisthöhe in der logarithmischen Darstellung aufgetragen, aus der der Resistkontrast γ bestimmt werden kann.

der Resistschichtdicke vor der Entwicklung normiert.

Wesentliche Parameter zur Charakterisierung des Resistverhaltens in der Lithographie sind die Empfindlichkeit D_0 und der Kontrast γ , die aus der Gradationskurve abgelesen werden können (Abb. 2.5, rechts). D_0 ist die Dosis, für die der Resist nach der Entwicklungszeit t_d gerade vollständig durchentwickelt ist. Der Kontrast γ entspricht dem Anstieg der Gradationskurve bei D_0 und ist durch die Gleichung

$$\gamma = \tan \delta = \frac{1}{\lg(D_0/D_1)} \quad (2.29)$$

definiert. D_1 ist dabei eine Hilfsgröße, die den Schnittpunkt der Anstiegsgeraden mit der ursprünglichen Resistschichtdicke markiert.

Der klassische Anwendungsfall der Lithographie ist die Definition zweidimensionaler Muster zur lateralen Strukturierung von Funktionsschichten, z.B. einer metallischen Leitschicht bei der Herstellung integrierter Schaltkreise. Zu diesem Zweck ist allein interessant, ob der Resist während der Entwicklung an einer bestimmten Stelle entfernt wurde oder nicht. Die Resisthöhe nimmt also im Idealfall nur zwei Werte an, je nachdem, ob die Belichtungsdosis über oder unter dem Schwellwert D_0 liegt. Deshalb spricht man in diesem Fall auch von binärer Lithographie.

Im Gegensatz dazu dient die Analoglithographie zur Erzeugung kontinuierlicher Oberflächenprofile, wobei die Resisthöhe analog über die Belichtungsdosis gesteuert wird. Die idealen Gradationskurven in den beiden Fällen sind in Abb. 2.5 (links) durch gestrichelte Linien markiert. Der Verlauf der Kurve für die binäre Lithographie (Kurve a) entspricht einem unendlich hohen Kontrast $\gamma = \infty$. Dagegen werden für die Analoglithographie Resiste mit geringem Kontrast γ bevorzugt, weil sich dadurch die Resisthöhe prinzipiell

genauer über die Belichtungsdosis steuern lässt und sich technologisch bedingte Dosisfehler weniger auswirken als bei hohem Kontrast. Ideal ist hier ein linearer Zusammenhang zwischen Resisthöhe und Belichtungsdosis (Kurve b).

2.3.2 Die Analoglithographie

Das Prinzip der Analoglithographie besteht darin, die Löserate des Resists an jeder beliebigen Stelle der Substratebene durch Belichtung mit UV- oder Teilchenstrahlung analog zu steuern und damit nach dem Entwicklungsprozess eine der Belichtungsdosis entsprechende Resisthöhe zu erhalten (Abb. 2.6). Neben einem geeigneten Resist mit geringem Kontrast ist dazu die Möglichkeit zur lateralen Modulation der Belichtungsdosis in der Resistebene notwendig. Anhand der schematischen Darstellungen in Abb. 2.7 wird deutlich, wie dies realisiert werden kann. Zum einen kann die Belichtung seriell erfolgen, indem ein räumlich begrenzter Strahl auf einer vorgegebenen Ortskurve über den Resist geführt wird. Der Strahl ist dabei durch die räumliche Verteilung $I(x, y) = I_0 g(x, y)$ definiert, die im Falle elektromagnetischer Strahlung als Intensitätsverteilung zu interpretieren ist und im Falle von Teilchenstrahlung als Stromdichteverteilung. Während der Strahl auf der durch die Ortsfunktionen $x(t)$ und $y(t)$ festgelegten Kurve die Resistebene abtastet, erfolgt synchron die zeitliche Modulation von I_0 . Zum anderen kann die gesamte Resistebene parallel belichtet werden, wenn eine räumlich ausgedehnte, homogene Intensitäts- bzw. Stromdichteverteilung durch eine Maske moduliert wird. Die Transmissionsfunktion $T(x, y)$ der Maske ist im Allgemeinen komplexwertig mit $T(x, y) = t(x, y) \cdot \exp[i \tau(x, y)]$. Zusätzlich erfolgt die Ausbreitung der Strahlung von der Masken- in die Resistebene, was durch einen Operator \mathcal{P} beschrieben wird. Dabei kann es sich um eine Freiraumausbreitung oder um eine Projektion handeln.

Im Folgenden werden verschiedene serielle und parallele Verfahren kurz vorgestellt und dabei auf das im Rahmen der Arbeit benutzte Elektronenstrahldirektschreiben sowie die Grautonlithographie mit HEBS-Glas näher eingegangen.

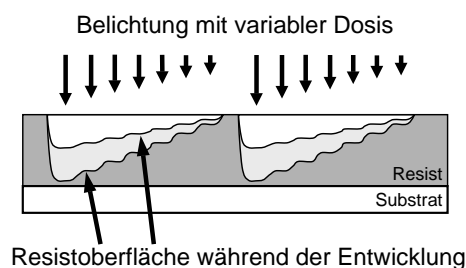


Abb. 2.6: Schematische Darstellung des Prinzips der Analoglithographie. Durch die laterale Variation der Belichtungsdosis wird im Resist eine Löseratenverteilung erzeugt, die während der Entwicklung schließlich zu einer Höhenverteilung der Resistoberfläche führt.

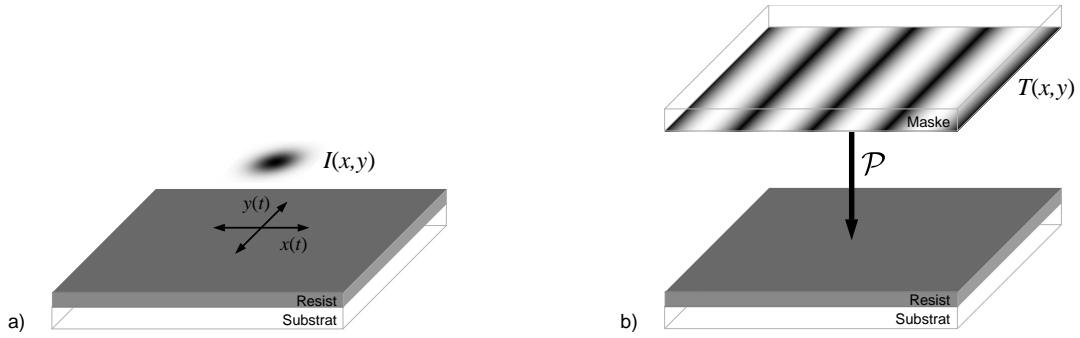


Abb. 2.7: Schematische Darstellung der seriellen (a) und der parallelen Belichtung (b). Bei der seriellen Belichtung wird die Intensität $I(x,y)$ synchron zur Position $[x(t), y(t)]$ des Strahls zeitlich moduliert und bei der parallelen Belichtung erfolgt eine räumliche Modulation der Beleuchtung über die Transmissionsfunktion der Maske bzw. die Propagation von der Masken- in die Resistebene.

2.3.2.1 Serielle Verfahren

Zu den seriellen (oder auch: schreibenden) Verfahren gehören das Elektronenstrahl Schreiben sowie das Laserschreiben, die gleichzeitig auch am weitesten verbreitet sind. Daneben finden auch Ionenstrahlen mit hoher Energie Anwendung in der Lithographie [33, 34], werden jedoch nicht für die *Analoglithographie* eingesetzt.

Das Laserschreiben wurde erstmals 1983 zur lithographischen Herstellung optischer Elemente benutzt [11] und seitdem als potenzielle Alternative zur Elektronenstrahlbelichtung ständig weiterentwickelt. Zahlreiche Veröffentlichungen zum Laserschreiben beschäftigen sich mit der Herstellung von optischen Elementen mit kontinuierlichem Oberflächenprofil, wobei der Schwerpunkt dabei fast ausschließlich auf diffraktiven Elementen [35–38] bzw. Linsenarrays liegt. Selbstverständlich können aber auch refraktive Elemente mit beliebigem Oberflächenprofil erzeugt werden [39, 40].

Kritisch bei diesem Verfahren sind die Synchronisation zwischen der Intensitätsmodulation und der Strahlablenkung, die Positionierung des Tisches sowie die präzise Strahlfokussierung [3]. Vor allem die Größe des Fokus bestimmt neben der verwendeten Resistenschichtdicke die minimal erreichbare Strukturgröße. Die minimale Breite ω_{\min} der Intensitätsverteilung im Fokus ist durch die Beugung des Lichts vorgegeben und kann mit Hilfe des Divergenzwinkels θ bzw. der numerischen Apertur NA der fokussierenden Optik (Mikroskopobjektiv) berechnet werden

$$\omega_{\min} = \frac{\lambda}{\sin \theta} = \frac{\lambda}{\text{NA}} \quad . \quad (2.30)$$

Die Größe ω_{\min} stellt damit auch die Auflösungsgrenze der Strukturierung mittels Laserschreibens dar und liegt typischerweise bei $0.5 \mu\text{m}$. Bei dickeren Resistsschichten spielt aber für die Auflösung zusätzlich auch die begrenzte Ausdehnung des Fokus in Ausbrei-

tungsrichtung (**Depth of Focus**, DOF) eine Rolle. Über die Strecke

$$\text{DOF} = \frac{\lambda}{\text{NA}^2} \quad (2.31)$$

um den Fokus herum ändert sich der Durchmesser der Intensitätsverteilung nur unwesentlich, wächst aber für größere Abstände asymptotisch linear an. Wenn die Resistdicke größer als DOF ist, dann erhöht sich entsprechend auch die minimale Strukturgröße.

Das Elektronenstrahlschreiben mit variabler Dosis wurde erstmals 1982 zur Herstellung eines optischen Elements mit kontinuierlichem Profil benutzt [10]. Fujita *et al.* demonstrierten damals mit der Herstellung von Blaze-Gittern mit Perioden von $5\text{ }\mu\text{m}$ und $10\text{ }\mu\text{m}$ sowie einer nahezu beugungsbegrenzten Fresnellinse mit einer Brennweite von 5 mm und einem Durchmesser von 1 mm die prinzipielle Anwendbarkeit dieser Technologie für die Mikrooptik. Neben den diffraktiven Elementen mit kontinuierlichem Profil wurden mit Hilfe des Elektronenstrahlschreibens mit variabler Dosis auch refraktive Linsen und Linsenarrays hergestellt [41, 42].

Bei der Belichtung von Resist mit einem Elektronenstrahl nutzt man die prinzipiell sehr hohe Auflösung, die sich aus der den Elektronen nach der de Broglie-Beziehung $\lambda = h \cdot c / E$ zugeordneten Wellenlänge ergibt. Dabei sind h das Plancksche Wirkungsquantum und E die Energie der Elektronen, die typischerweise im Bereich von $20\text{--}50\text{ keV}$ liegt. Nach der Gleichung 2.30 erhält man bei einer numerischen Apertur von etwa 0.001 [43] also einen minimalen Durchmesser der Elektronensonde von $< 0.1\text{ nm}$. Beim Eindringen der Elektronen in den Resist erfolgt jedoch aufgrund von elastischen und unelastischen Streuprozessen eine wiederholte Richtungsänderung und Energieabgabe (bis zur vollständigen Abbremsung in einer hinreichend dicken Schicht). Dadurch kommt es zur Verbreiterung des primären Elektronenstrahls und zum Auftreten rückgestreuter Elektronen sowie gleichzeitig zur Erzeugung von Sekundärelektronen im sondennahen Bereich, die ebenfalls zur Belichtungswirkung beitragen. Die Belichtung von zwei benachbarten Stellen auf dem Resist führt damit zu einer gegenseitigen Belichtungswirkung, wodurch die erreichbare Auflösung und damit die minimale Strukturgröße begrenzt wird. Dieses als Proximityeffekt bekannte Verhalten kann mit Hilfe einer Proximityfunktion, die der Verteilung der im Resist deponierten Energiedichte bei einer Punktbelichtung entspricht, analytisch beschrieben werden. Die radialsymmetrische Proximityfunktion $\text{PF}(r)$ wird in der Literatur oft vereinfacht durch die Summe

$$\text{PF}(r) = \frac{f}{\pi (1 + \eta_{\text{BS}})} \cdot \left[\frac{1}{\beta_{\text{f}}^2} \cdot \exp\left(-\frac{r^2}{\beta_{\text{f}}^2}\right) + \frac{\eta_{\text{BS}}}{\beta_{\text{b}}^2} \cdot \exp\left(-\frac{r^2}{\beta_{\text{b}}^2}\right) \right] \quad (2.32)$$

dargestellt, wobei die zwei Gauß-Funktionen der Verteilung der vorwärts- und der rückwärtsgestreuten Elektronen mit den Verteilungsbreiten β_{f} und β_{b} zugeordnet sind. η_{BS} ist der Koeffizient der Rückstreuung und f ein Normierungsfaktor. Die Verteilungsbreite β_{f} der Vorwärtsstreuung wächst mit der in der Resistschicht erreichten Tiefe an.

Die für die Mikrooptik relevanten kontinuierlichen Oberflächenprofile besitzen in vielen Fällen (z.B. sphärische Linsen) eine Tiefe von vielen Mikrometern. Die Dicke der mit Hilfe des Elektronenstrahlschreibens strukturierbaren Resistschichten ist aber durch die Eindringtiefe der Elektronen in den Resist auf wenige Mikrometer begrenzt. Gleichzeitig ist die Strukturauflösung bei der maximalen Resistschichtdicke wegen der Tiefenabhängigkeit der Verteilungsbreite β_f deutlich geringer als bei der binären Strukturierung sehr dünner Resistschichten mit ansonsten gleichen Parametern.

Die Positionierung des Elektronenstrahls in der Resistebeine erfolgt wie beim Laserschreiben durch eine Kombination aus Strahlablenkung und Tischbewegung. Um die Belichtungszeit zu minimieren, tastet der Strahl hier aber nicht die gesamte Resistebeine, sondern nur die Bereiche ab, die tatsächlich Strukturen enthalten. Mit dieser als „vector-scan“ bezeichneten Methode verringert sich das Datenvolumen und damit auch die Belichtungszeit.

Ein weiterer Ansatz zur Reduzierung der Belichtungszeit ist das sogenannte „variable shape beam“-Schreiben. Dabei wird nicht mit einem fokussierten, sondern einem z.B. rechteckig geformten Strahl gearbeitet, dessen Größe während der Belichtung variiert werden kann. Die Stromdichte j ist dabei über den gesamten Strahlquerschnitt homogen verteilt und unabhängig von der eingestellten Formatgröße. Somit ist auch die Zeit $t_e = D/j$ zur Belichtung eines einzelnen Formats mit der Dosis D unabhängig von seiner Größe. Das zu belichtende Muster wird nun in möglichst wenige Formate zerlegt, um die Gesamtbelichtungszeit zu minimieren. Zu beachten ist dabei die unterschiedliche thermische Wirkung bei der Belichtung von Formaten unterschiedlicher Größe [44].

2.3.2.2 Parallele Verfahren

Bei den parallelen Verfahren kommen als Strahlungsarten Licht (UV bis DUV), Röntgenstrahlung und Elektronenstrahlen zum Einsatz. Dabei findet aber bisher nur die Photolithographie Anwendung in der Analoglithographie. Zu diesem Zweck muss die Strahlung mit Hilfe einer Maske und gegebenenfalls durch die Ausbreitung von der Masken- in die Resistebeine lateral moduliert werden.

Bei Benutzung einer Maske für die parallele Belichtung von Resist bestehen in der Photolithographie drei Optionen. Die Maske kann entweder in Kontakt zum Resist gebracht werden (\rightarrow contact printing) oder die Belichtung erfolgt erst nach Propagation durch ein optisches System, das wiederum abbildend (\rightarrow projection printing) oder nichtabbildend (\rightarrow proximity printing) sein kann. Etablierte Verfahren der Analoglithographie unter Benutzung einer Maske sind die Halbtonlithographie [12] und die Grautonlithographie [15].

In der **Halbtonlithographie** wird die Möglichkeit zur Beeinflussung der Lichtintensität bei Transmission durch ein Beugungsgitter angewandt (A.1). Dazu wird eine konven-

tionelle Lithographiemaske mit zweidimensionalen periodischen Strukturen benutzt, die einen variierenden Füllfaktor aufweisen. Entsprechend dieses Füllfaktors ist die Intensität in der nullten Beugungsordnung, die zur Belichtung des Resists dient, moduliert. Um die dabei störenden höheren Beugungsordnungen zu eliminieren, muss jedoch mit Hilfe eines optischen Systems eine entsprechende Ortsfrequenzfilterung erfolgen. Praktisch geschieht dies durch Anwendung der Projektionslithographie in einem Wafer-Stepper, bei der die Maske i.A. verkleinert in die Resistebene abgebildet wird. Dabei muss die Objektöffnung so gewählt werden, dass die Periode p der Strukturen unterhalb der Auflösungsgrenze des optischen Systems liegt ($p < \lambda/\text{NA}$ bei kohärenter Beleuchtung) und nur der an jeder Stelle der Maske durch den Füllfaktor definierte Grauwert übertragen wird. Die Variation des Füllfaktors erfolgt entweder durch die Anpassung der Stegbreite des Gitters bei konstanter Periode (pulse width coding) oder die Änderung der Periode bei konstanter Stegbreite (pulse density coding) oder eine Kombination beider Möglichkeiten.

Der Einsatz von Halbtonmasken zur Herstellung von diffraktiven optischen Elementen und Taper-Strukturen für die Mikroelektronik wurde von Oppliger *et. al* erstmals 1994 publiziert [12]. Viele weitere Arbeiten zur Halbtonlithographie beschäftigen sich ebenfalls mit diffraktiven [45] und refraktiven [46–48] sowie auch mit hybriden Elementen [49].

Ein Ansatz, das Prinzip der Halbtonmasken auch für die Kontakt- bzw. Proximitylithographie nutzbar zu machen, wurde von Wengelink *et. al* veröffentlicht [14, 50]. Da im Falle des Kontakts zwischen Maske und Resist bzw. nur geringen Abstands die Ortsfrequenzfilterung durch das abbildende optische System entfällt, muss die Periode der Strukturen soweit verkleinert werden, dass bei Beleuchtung der Maske in einem Mask-Aligner keine höheren Beugungsordnungen mehr auftreten und nur die nullte Ordnung transmittiert. Dazu sind Perioden unterhalb der für die Belichtung benutzten Wellenlänge erforderlich ($p < \lambda$), weshalb die entsprechenden Masken auch Sub-Wellenlängen-Masken genannt werden.

Die Grautonlithographie nutzt eine alternative Möglichkeit zur Erzeugung von Amplitudenmasken mit kontinuierlicher Transmissionsfunktion durch Benutzung eines speziellen Maskenglases, des **H**igh **E**nergy **B**eam **S**ensitive-glass (HEBS-Glas, Canyon Materials, Inc.). Es handelt sich dabei um ein weißes Kronglas, das aus einer Mischung aus Silikaten, Metalloxiden, Halogeniden und Photoinhibitoren besteht. Die alkalischen Bestandteile ermöglichen einen Ionenaustausch mit Silberionen, wodurch das Glas in einer bestimmten, durch die Dauer des Ionenaustauschs festgelegten Schichtdicke empfindlich gegenüber energiereicher Strahlung wird. Die strahlsensitiven Verbindungen sind Silber-Alkali-Halogenid-Komplexverbindungen, an die sich die Photoinhibitoren anlagern. Diese Photoinhibitoren (typischerweise TiO_2 , Nb_2O_5 , Y_2O_3) erhöhen die Bandlücke der ansonsten bereits gegenüber sichtbarem Licht empfindlichen Komplexe. Bei Belichtung

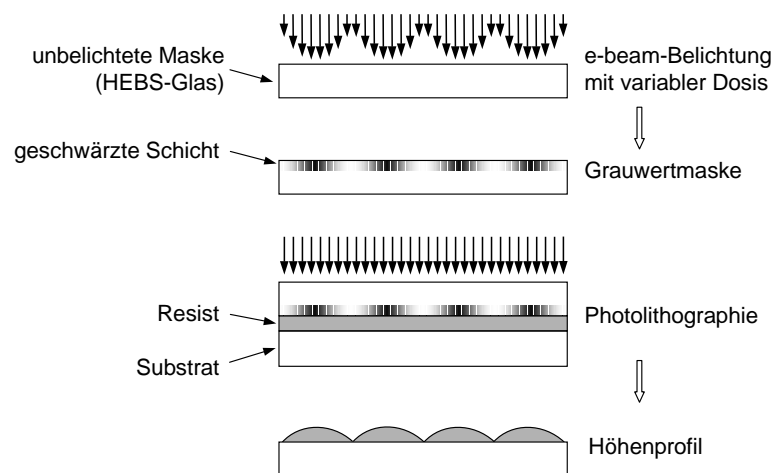


Abb. 2.8: Schematische Darstellung der Grautonlithographie mit einer HEBS-Glas-Maske. Im ersten Schritt wird durch Elektronenstrahldirektbelichtung des HEBS-Glases eine Grautonmaske erzeugt, die im zweiten Schritt in der Photolithographie eingesetzt wird, um die Belichtungsintensität zu modulieren. Nach dem Entwickeln erhält man ein kontinuierliches Oberflächenprofil.

mit einem Elektronenstrahl kommt es zu einer chemischen Reduktion der Silberionen in den Komplexverbindungen, wodurch sich Körner elementaren Silbers bilden, die zu einer Schwärzung der empfindlichen Schicht des HEBS-Glases führen. Ihr Durchmesser liegt im Bereich von $10 \dots 20 \text{ nm}$ [51], so dass die Körnung optisch nicht aufgelöst werden kann. Auf dieser Basis kann mit dem Elektronenstrahl eine Grautonmaske geschrieben werden, deren Transmissionskoeffizient durch die eingebrachte Elektronendosis eingestellt wird.

Der Ablauf der Resiststrukturierung unter Verwendung von HEBS-Glas ist in Abb. 2.8 dargestellt. Vor dem photolithographischen Prozess erfolgt in einem ersten Schritt die Herstellung der Grautonmaske durch Elektronenstrahlbelichtung des HEBS-Glases. Dabei wird das oben erläuterte Elektronenstrahlschreiben mit variabler Dosis angewandt und der erzielte Transmissionskoeffizient wird über die eingebrachte Dosis kontrolliert. Die Grautonmaske wird anschließend im standardmäßigen Photolithographieprozess eingesetzt. Mit diesem Verfahren ist die Herstellung verschiedenster kontinuierlicher Profilformen möglich, wie in [15] bzw. [41] demonstriert werden konnte.

2.4 Charakterisierung mikrooptischer Elemente

2.4.1 Vermessung des Profils

Bei der Vermessung der im Rahmen dieser Arbeit lithographisch erzeugten Oberflächenprofile spielte das Interferenzmikroskop eine zentrale Rolle. Mit diesem Instrument können Oberflächen berührungslos, sehr schnell (parallele Erfassung des gesamten Bildfeldes) und

mit hoher Genauigkeit vermessen werden. Insbesondere das Weißlichtinterferometer hat sich durch die Entwicklung hochauflösender CCD-Kameras sowie der rechentechnischen Möglichkeiten zur Aufnahme und Analyse der Interferenzbilder zu einem Standardmessgerät für mikrostrukturierte Oberflächenprofile entwickelt [52].

Aufgrund der breitbandigen Beleuchtung sind im Weißlichtinterferometer nur dann Interferenzstreifen sichtbar, wenn der Weglängenunterschied von Referenz- und Messstrahlengang wenige μm nicht überschreitet – im abgeglichenen Zustand ist der Kontrast der Interferenzen maximal und nimmt mit wachsendem Weglängenunterschied ab. Bei der Betrachtung einer Oberflächentopographie entsteht ein Bild mit typischen Interferenzstreifen, welche den Stellen mit gleichem Weglängenunterschied folgen. Zur Vermessung eines Oberflächenprofils wird das Objektiv in axialer Richtung mit Hilfe eines Piezostellers bewegt und damit der Abstand z zwischen Objektiv und Probe kontinuierlich verändert. Durch die Aufzeichnung der Intensität während der Bewegung erhält man an jeder Stelle des Bildfeldes ein Interferogramm, dessen Auswertung die Bestimmung der Höhenkoordinate der Oberfläche gestattet. Dazu muss das Maximum des Interferenzkontrasts, d.h. die Einhüllende der durch die Interferenz verursachten Intensitätsmodulation, bestimmt werden.

Die für diese Arbeit aufgenommenen Oberflächenprofile wurden mit zwei verschiedenen Geräten gemessen, die sich vom mechanischen Aufbau her und im Wesentlichen durch die Analyse- und Auswertesoftware unterscheiden, optisch aber gleichwertig sind: „Promap 512“ der Firma Atos und „NewView 5010“ der Firma Zygo Corp. Bei den dabei verwendeten Mikroskopobjektiven (10 \times -Objektiv mit $\text{NA} = 0.3$, 20 \times -Objektiv mit $\text{NA} = 0.4$ und 50 \times -Objektiv mit $\text{NA} = 0.55$) handelt es sich um Mirau-Objektive⁴. Bei diesem Interferometer-Typ befindet sich der Strahlteiler zwischen Objektiv und Probe, wird hier aber im Gegensatz zum Michelson-Interferometer senkrecht zum Strahlengang eingebaut, so dass der Referenzarm in den Messarm gefaltet wird (Abb. 2.9). Der Referenzspiegel liegt kurz unterhalb der Objektivlinse und schattet einen Teil des ankommenden Lichts ab. Mirau-Interferometer eignen sich für Vergrößerungen zwischen 10 \times und 50 \times und sind aufgrund der kompakten Bauweise sehr schwingungsunempfindlich.

Die laterale Auflösung der Messungen hängt in jedem Fall von der numerischen Apertur des verwendeten Mikroskopobjektivs ab und liegt bei der verwendeten Mittenwellenlänge von 550 nm und den angegebenen Werten für die NA der Objektive im Bereich von 0.6 ... 1.1 μm .

Das Profilometer „NewView 5010“ der Firma Zygo Corp. besitzt einen motorisierten Probentisch und die Auswertesoftware kann Einzelmessungen automatisch zusammensetzen,

⁴Neben dem Mirau-Typ existieren zwei weitere Varianten für die Realisierung des Interferometeraufbaus (Michelson- und Linnik-Interferometer), die jeweils nur für bestimmte Vergrößerungswerte des Objektivs eingesetzt werden können [52].

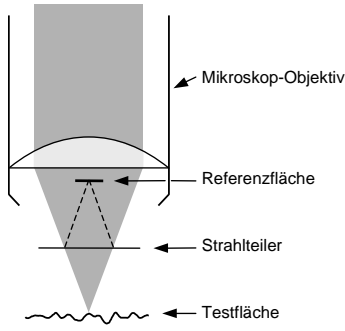


Abb. 2.9: Schematische Skizze mit Strahlengang eines Mirau-Mikroskopobjektivs.

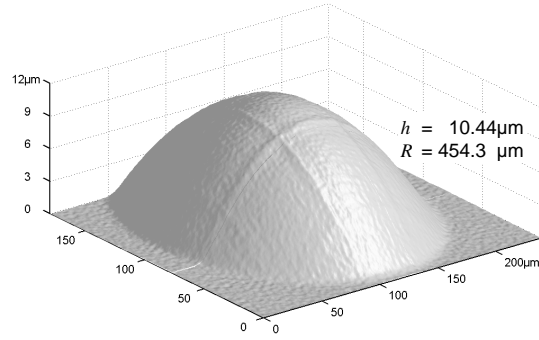


Abb. 2.10: Mit dem Weißlichtinterferometer NewView 5010 vermessenes Oberflächenprofil einer sphärischen Linse.

so dass der laterale Messbereich nicht mehr auf das Bildfeld des Mikroskops beschränkt ist. Diese Möglichkeit ist bei der Vermessung optischer Elemente mit kontinuierlichem Oberflächenprofil sehr vorteilhaft, da die zur Vermessung der auftretenden Profilwinkel notwendige NA und die durch das entsprechende Objektiv festgelegte Größe des Bildfeldes häufig nicht mit der lateralen Ausdehnung der Elemente korrespondieren.

Die Auswertung der Messungen erfolgt auf zwei unterschiedlichen Wegen. Zum einen wird das erhaltene Oberflächenprofil $h(x, y)$ direkt analysiert und z.B. Parameter zu seiner Charakterisierung, wie etwa die maximale Elementhöhe oder der Krümmungsradius bei sphärischen Linsen, berechnet (Abb. 2.10). Zum anderen dient die spektrale Leistungsdichte-Funktion (**P**ower **S**pectral **D**ensity, PSD) zur Beurteilung bestimmter geometrischer (Rauheit) und optischer Eigenschaften (Streulichtverteilung) der Oberfläche $h(x, y)$. Die PSD erhält man aus dem Quadrat der Fouriertransformierten von $h(x, y)$, wobei für isotrope, zufällige Oberflächen die eindimensionale Betrachtung ausreichend ist. Zu einem über die Strecke L vermessenen Profil $h(x)$ lautet die Fouriertransformierte⁵

$$S(f_x) = \int_{-L/2}^{L/2} h(x) \cdot e^{-2\pi i f_x x} dx \quad , \quad (2.33)$$

wobei f_x die Ortsfrequenz ist, die mit der lateralen Ausdehnung von Oberflächenmerkmalen durch einen reziproken Zusammenhang verbunden ist. Die tatsächliche PSD erhält man aus der Gleichung [53]

$$\text{PSD}(f_x) = \left\langle \frac{1}{L} |S(f_x)|^2 \right\rangle \quad . \quad (2.34)$$

Die Klammern $\langle \dots \rangle$ bedeuten dabei den Mittelwert über ein Ensemble einzelner PSDs. Diese Mittelung ist notwendig, da die für ein einzelnes Profil ermittelte PSD ein sehr hohes Rauschen aufweist. Durch Mittelung der PSDs aus M Einzelmessungen kann dieses

⁵Gegenüber der in Abschnitt 2.1.1 benutzten Fouriertransformation erscheint hier im Exponent der e-Funktion der Faktor 2π , da anstelle der Wellenzahl k die Ortsfrequenz f_x verwendet wird.

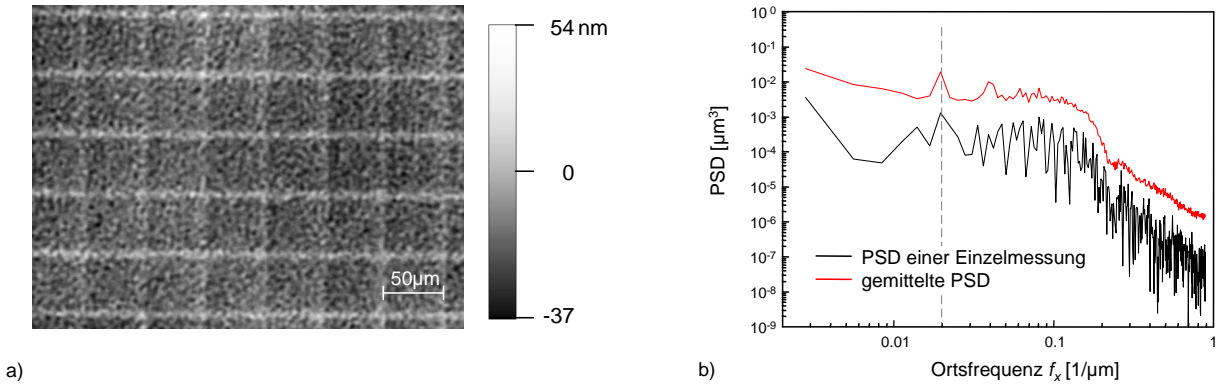


Abb. 2.11: Interferometrisch vermessenes Profil einer Resistoberfläche (a) mit deutlich erkennbarer Überstruktur und Rauheit. Die zugehörige PSD (b) wurde einmal ohne und einmal mit Mittelung über ein Ensemble von 50 einzelnen Profilen berechnet. Die gemittelte Kurve wurde willkürlich um eine Größenordnung nach oben verschoben. Sie weist bei der Ortsfrequenz von $0.02 \mu\text{m}^{-1}$ einen Peak auf, der auf die Überstruktur mit der Periode von $50 \mu\text{m}$ zurückzuführen ist.

Rauschen um den Faktor $1/\sqrt{M}$ unterdrückt werden (Abb. 2.11b). Da das tatsächliche Oberflächenprofil durch die Messung an N diskreten Punkten mit dem Abstand Δx abgetastet wird, ist die berechnete PSD bandbegrenzt und es gilt $-f_N \leq f_x \leq f_N$, wobei $f_N = 1/2\Delta x$ die Nyquist-Frequenz ist. Für das Integral über die bandbegrenzte PSD gilt

$$\int_{-f_N}^{f_N} \text{PSD}(f_x) \, df_x = \int_0^L |h(x)|^2 \, dx = R_q^2 \quad , \quad (2.35)$$

und R_q ist der Wert der mittleren quadratischen Abweichung der Messwerte von ihrem Mittelwert.

Im konkreten Fall wurden zur Ermittlung der PSD aus einer zweidimensionalen interferometrischen Messung M eindimensionale Profile extrahiert und die zugehörigen PSDs gemittelt (Abb. 2.11). Der Abstand der Einzelmessungen lag dabei über der Korrelationslänge der Oberflächenrauheit. Da die PSD symmetrisch ist, wurde die Kurve jeweils nur für positive Ortsfrequenzen dargestellt.

2.4.2 Vermessung der optischen Funktion

Um die optische Funktion von hergestellten Strahlformungselementen überprüfen zu können, wurden die in Abb. 2.12 dargestellten Aufbauten benutzt. Bei der Eingabewelle handelte es sich in allen Fällen um ein Gaußsches Bündel mit definierter Divergenz. Dieses wurde entweder durch eine fasergekoppelte Laserdiode oder durch einen räumlich gefilterten Strahl eines HeNe-Lasers bereitgestellt.

Im ersten Fall (Abb. 2.12a) wird durch die Führungseigenschaften der Faser, festgelegt durch Kerndurchmesser und Brechzahlprofil, sichergestellt, dass von der Ausgabe der La-

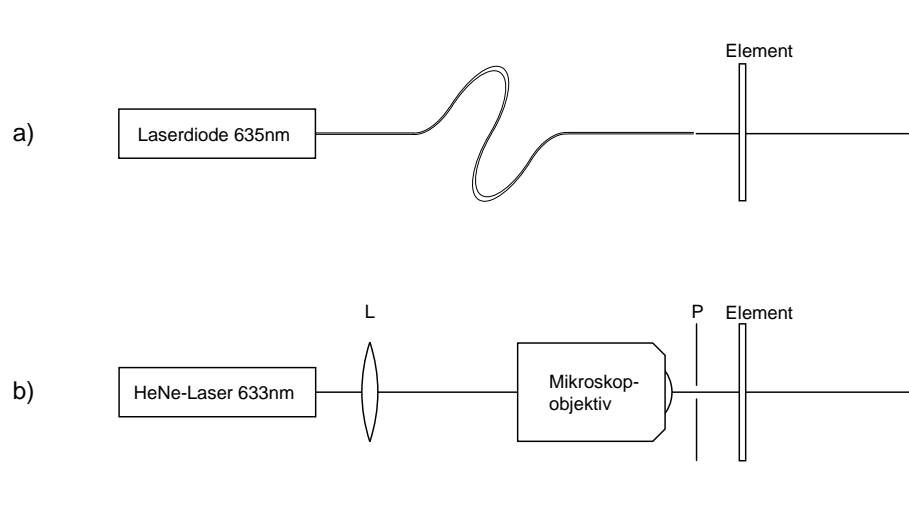


Abb. 2.12: Skizze der optischen Aufbauten, die zur Vermessung der optischen Funktion von Strahlformungselementen benutzt wurden. Die Gaußsche Beleuchtungswelle wurde durch eine fasergekoppelte Laserdiode oder einen mittels Mikroskopobjektiv und Pinhole konditionierten HeNe-Laser bereitgestellt.

serdiode nur die Gaußsche Grundmode übertragen wird und am Faserende zur Verfügung steht. Die Divergenz des Gaußschen Bündels ist durch die NA der Faser festgelegt und beträgt bei der verwendeten Wellenlänge der Laserdiode von 635 nm $\sin \theta = 0.105$.

Im zweiten Fall (Abb. 2.12b) wird der durch eine Linse aufgeweitete Strahl von einem Mikroskop-Objektiv fokussiert und in der Fokusebene erfolgt eine Ortsfrequenzfilterung durch den Einsatz eines Pinholes. Der Durchmesser des Pinholes muss dabei so gewählt werden, dass einerseits der Fokus der Gaußschen Grundmode nicht beeinflusst wird, aber andererseits möglichst viel Licht der höheren Ortsfrequenzen, das in der Fokusebene einen größeren Abstand von der optischen Achse einnimmt, ausgefiltert wird. Durch die Ausleuchtung des Objektivs und dessen NA ist die Strahldivergenz festgelegt und in gewissen Grenzen einstellbar.

Das zu vermessende Strahlformungselement wird nun so hinter der Faserendfläche bzw. der Fokusebene des Mikroskop-Objektivs positioniert, dass in der Elementebene der im Design vorgegebene Strahldurchmesser vorliegt. Die Vermessung der erzeugten Intensitätsverteilung erfolgt indirekt, indem die auf einem Schirm erhaltene Verteilung von einer CCD-Kamera mit Zoom-Objektiv aufgenommen wird. Aufgrund der statistisch verteilten Oberfläche des Schirms und der Kohärenz des Lichts entstehen Speckle, die sich im Kamerabild (und bei visueller Betrachtung) durch starke Intensitätsschwankungen störend auswirken. Diese werden durch schnelle Rotation des Schirms und zeitliche Mittelung verhindert.

Kapitel 3

Untersuchungen zum Design refraktiver Strahlformungselemente

3.1 Allgemeine Überlegungen

Zur Bearbeitung der Fragestellung, welche Signalverteilungen mit Hilfe refraktiver Strahlformungselemente realisiert werden können, soll zunächst die einfachste denkbare Strahlformungsaufgabe betrachtet werden, nämlich die einfallende Welle u_{ein} in einen Spot mit vorgegebener Größe umzuformen. Dieses Problem ist aus der klassischen Optik bekannt und wird durch eine Linse gelöst (Abb. 3.2a). Die dabei minimal erreichbare Spotgröße ist durch die Beugung des Lichts begrenzt und kann gemäß der Abbeschen Theorie durch

$$d_{\text{min}} = q \cdot \frac{\lambda}{\text{NA}} \quad (3.1)$$

angegeben werden. Die Größe d_{min} ist hier der Durchmesser des Spots, der durch Fokussierung der einfallenden Welle mit der Wellenlänge λ und mit einer numerischen Apertur NA der entsprechenden Linse entsteht (Abb. 3.1a). Die Phasenverteilung von u_{ein} wird dabei als konstant angenommen. Anderenfalls erhält man einen verbreiterten oder mindestens gleich großen Spot. Der Faktor q ist abhängig von der Intensitätsverteilung von u_{ein} und liegt bei einer senkrecht einfallenden ebenen Welle bei 0.61^1 . Die NA ist durch den optischen Aufbau und die einfallende Welle festgelegt und wird durch die Gleichung

$$\text{NA} = n \cdot \sin \theta \approx n \cdot \frac{r_{\text{ap}}}{\Delta z} \quad (3.2)$$

bestimmt. Dabei sind θ der halbe Öffnungswinkel der konvergierenden Welle, r_{ap} der Radius der Apertur, bzw. desjenigen kreisförmigen Gebietes in der Elementebene, außer-

¹Dieser Wert entspricht dem Rayleigh-Kriterium, bei dem d_{min} als Abstand zwischen Maximum und erster Nullstelle des Spots definiert ist. Ebenso kann aber für d_{min} auch die Halbwertsbreite des Spots benutzt werden, wobei sich ein Wert von $q = 0.51$ ergibt.

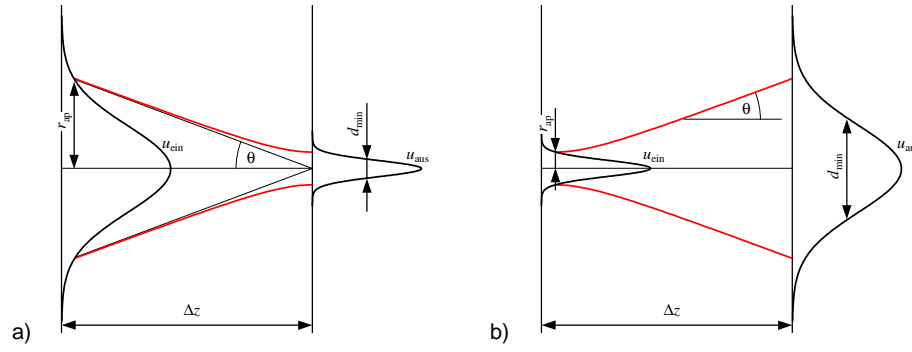


Abb. 3.1: Die Auflösung d_{\min} des optischen Aufbaus ist durch seine numerische Apertur NA festgelegt. Diese ist durch den halben Öffnungswinkel θ der über die Distanz Δz fokussierten (Fresnelaufbau, a) bzw. der kollimierten Eingabewelle (Fourieraufbau, b) gegeben.

halb dessen die Intensität der einfallenden Welle vernachlässigt werden kann und $\Delta z = z_{\text{aus}} - z_{\text{ein}}$ der Abstand zwischen Element- und Signalebene.

An dieser Stelle muss erwähnt werden, dass man in der Anwendung der paraxialen Strahlformung zwischen dem Fresnel- und dem Fourieraufbau unterscheidet. Im Gegensatz zum bisher betrachteten Fresnelaufbau liegt die Signalebene beim Fourieraufbau im Fernfeld der einfallenden Welle, d.h. es gilt $\lambda \cdot \Delta z \gg r_{\text{ap}}^2$. Die Feldverteilung u_{aus} der Ausgabewelle ergibt sich in diesem Fall aus der Fouriertransformierten der mit der Transmissionsfunktion $t(x, y)$ des Elements multiplizierten Eingabeverteilung (Gleichungen 2.16 und 2.19)

$$u_{\text{aus}} \propto \mathcal{F}[u_{\text{ein}}(x, y) \cdot t(x, y)] = \mathcal{F}[a(x, y) e^{i\varphi(x, y)} \cdot e^{i\tau(x, y)}] \quad . \quad (3.3)$$

Beim Vergleich mit der für den Fresnelaufbau gültigen Gleichung 2.14 erkennt man, dass der Fourieraufbau ein Spezialfall des Fresnelaufbaus für unendlich großen Abstand Δz ist, in dem der quadratische Phasenterm $\exp[ikn/2\Delta z \cdot (x^2 + y^2)]$ verschwindet. Die Grenze d_{\min} der Auflösung erhält man also auch hier durch Fokussierung der einfallenden Welle in die Signalebene. Da diese unendlich weit entfernt ist, handelt es sich dabei um eine Kollimation. Die numerische Apertur ist dann durch die Divergenz der Welle u_{ein} gegeben, d.h. durch die Breite der Verteilung im Fernfeld (Abb. 3.1b). Damit kann bei den Betrachtungen zur Auflösung des optischen Aufbaus auf eine Unterscheidung der beiden Varianten verzichtet werden und es wird im Folgenden nur der Fourieraufbau betrachtet. Durch Addition bzw. Subtraktion des quadratischen Phasenterms zur Phasenverteilung des Elements kann vom Fourier- zum Fresnelaufbau bzw. umgekehrt gewechselt werden.

Schreibt man die rechte Seite der Gleichung 3.3 mit Hilfe des Faltungstheorems um zu

$$\begin{aligned} u_{\text{aus}} &\propto \mathcal{F}[a(x, y)] \star \mathcal{F}[e^{i\varphi(x, y)} \cdot e^{i\tau(x, y)}] \\ &= u_{\text{Fokus}} \star \mathcal{F}[e^{i\varphi(x, y)} \cdot e^{i\tau(x, y)}] \quad , \end{aligned} \quad (3.4)$$

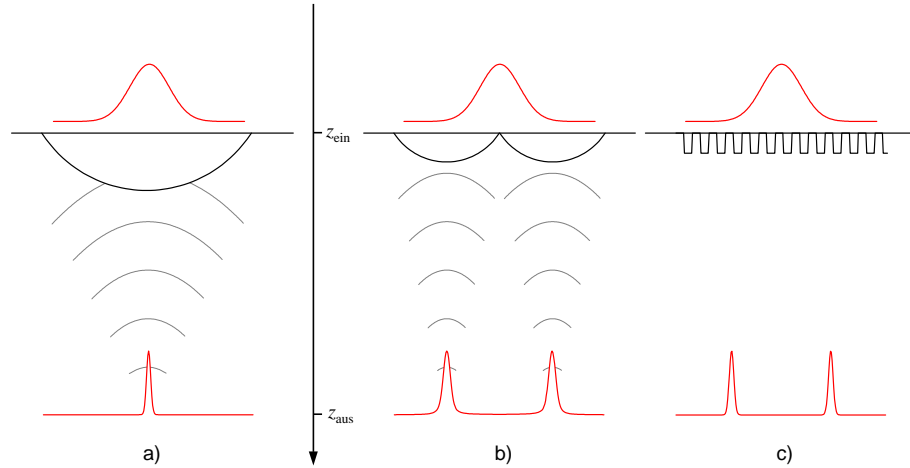


Abb. 3.2: Schematische Darstellung zur Problematik der Auflösung bei der Strahlformung. Bei der Erzeugung eines einzelnen Spots mit Hilfe einer Linse (a) legt die numerische Apertur dessen minimalen Durchmesser fest. Sollen mittels zweier Linsen zwei Spots erzeugt werden (b), so ist die numerische Apertur in jedem Kanal nur noch etwa halb so groß und die Spotdurchmesser entsprechend größer. Wird statt der Linsen aber eine periodische Struktur benutzt (c), so wird jeder Spot mit der ursprünglichen NA erzeugt.

so erkennt man, dass die möglichen Ausgabewellen des Systems als Faltung des beugungsbegrenzten Spots u_{Fokus} mit einer komplexwertigen Funktion darstellbar sind. Daher ist der Anstieg der entsprechenden Intensitätsverteilung durch den maximalen Anstieg von $|u_{\text{Fokus}}|^2$ festgelegt. Gleichzeitig besitzt die gewünschte Ausgabewelle u_{sig} eine bestimmte laterale Ausdehnung in der Signalebene und das Verhältnis dieser Größe zu d_{min} erlaubt eine Aussage darüber, wie detailliert das Signal bestenfalls sein kann. So lässt sich beispielsweise für die Formung einer Super-Gaußschen Verteilung ($I \propto \exp(-2|x/\omega|^n)$) angeben, welche maximale Ordnung n bei einer bestimmten Breite ω erreichbar ist [54]. Durch eine laterale Skalierung von u_{sig} wird dieses Verhältnis variabel.

Die Berücksichtigung der beugungsbedingten Auflösungsgrenze d_{min} des optischen Systems reicht aber bei der Behandlung der refraktiven Strahlformungselemente nicht aus. Sollen beispielsweise, wie in Abbildung 3.2b und c dargestellt, zwei Spots erzeugt werden, so besteht die refraktive Lösung dieser Strahlformungsaufgabe aus zwei entsprechend kleineren Linsen, die jeweils nur die Hälfte der gesamten Apertur ausfüllen. Es besteht also eine eindeutige Zuordnung zwischen der Intensität in der Elementebene und in der Signalebene. Dadurch ist die numerische Apertur in jedem der Kanäle natürlich kleiner als die NA des Gesamtsystems und die minimale Spotgröße demzufolge erhöht². Die diffraktive Lösung des Problems dagegen ist eine periodische Struktur, die interferierende Teilwellen

²Eine exakte Verdopplung der minimalen Spotgröße tritt nur bei einer ebenen Eingabewelle auf. Für beliebige Intensitätsverteilungen von u_{ein} unterscheiden sich die q -Faktoren von Gesamtsystem und den einzelnen Kanälen.

erzeugt. Das Interferenzmuster besteht wegen der Periodizität des Elements aus diskreten Beugungsordnungen, die den gewünschten Spots entsprechen. In diesem Fall besteht keine Zuordnung der Lichtintensität in Element- und Signalebene mehr. Demzufolge werden alle Spots mit der gesamten zur Verfügung stehenden Apertur erzeugt und die minimale Spotgröße bleibt unverändert.

Anhand dieser einfachen Überlegung wird deutlich, dass die Menge der durch refraktive Elemente realisierbaren Signalverteilungen sehr eingeschränkt ist. Bestimmte Signalverteilungen, wie etwa radialsymmetrische oder separable flat-top-Verteilungen können aber mit Hilfe refraktiver Elemente mit maximaler Effizienz und Signalqualität erzeugt werden. Aufgrunddessen ist die Untersuchung der Frage interessant, welche anderen Signalverteilungen möglich sind. Dazu wird zunächst diskutiert, welche Verfahren zum Design refraktiver Strahlformungselemente benutzt werden können.

3.2 Nutzung von IFTA

Im Abschnitt 2.2 sind zwei Methoden zum Design von Strahlformungselementen vorgestellt worden. Der geometrisch-optische Ansatz einerseits liefert dabei direkt eine kontinuierliche, stetige Phasenfunktion, die sich mit Hilfe eines refraktiven Oberflächenprofils darstellen lässt. Der Nachteil dieses Verfahrens besteht aber darin, dass es nicht für beliebige Verteilungen der Eingabewelle anwendbar ist und außerdem die Wellennatur des Lichts vernachlässigt wird (Abschnitt 2.2.2). Die Ergebnisse müssen demzufolge mit wellenoptischen Methoden überprüft und gegebenenfalls korrigiert werden. Andererseits resultiert der iterative Fourier-Transformationsalgorithmus im Allgemeinen in einer Phasenfunktion, die Dislokationen enthält und daher nicht stetig ist. Außerdem hängen das Ergebnis des IFTA und sein Konvergenzverhalten sehr stark von der gewählten Startphase ab. Um eine für refraktive Phasenelemente notwendige dislokationsfreie Phasenverteilung zu erhalten, muss die Wahl der Startphase deshalb mit großer Sorgfalt erfolgen.

Wie bereits im Abschnitt 2.2 erwähnt wurde, kann zur Berechnung einer geeigneten Startphase für den IFTA der geometrisch-optische Ansatz benutzt werden. Dieses Vorgehen erweist sich als sehr erfolgreich hinsichtlich der erreichbaren Signalqualität und Effizienz [4]. Da auf diese Weise die Vorteile der beiden Verfahren für das Design *refraktiver* Strahlformungselemente vereinigt werden, kommt es auch für unsere Zwecke zur Anwendung. Gleichzeitig wird ein modifizierter IFTA benutzt und untersucht, der das Auftreten unerwünschter Phasendislokationen während der Iteration unterdrücken soll.

3.2.1 Modifizierter IFTA

Der in [4] verfolgte Ansatz zum Design von Strahlformungselementen mit möglichst hoher Effizienz und Signalqualität besteht darin, zunächst eine separable oder radialsymmetrische Approximation des gegebenen Strahlformungsproblems zu betrachten. Dieses kann mit Hilfe der geometrisch-optischen Strahlformung gelöst werden (Abschnitt 2.2.2) und die erhaltene Phasenverteilung wird dann als Ausgangspunkt für einen IFTA zur Lösung der ursprünglichen Aufgabe benutzt. Auf diese Weise werden zwei Probleme gleichzeitig gelöst. Zum einen erhält man eine gute Startphase für den IFTA, die zum anderen auch dislokationsfrei ist. Unterscheiden sich aber die gewünschte Signalverteilung und ihre Approximation zu stark, so kann es während der Iteration trotzdem zum Auftreten von Phasendislokationen kommen.

Speziell für das Design dislokationsfreier Phasenverteilungen ist ein weiteres Verfahren geeignet, das von Cumme entwickelt wurde [55]. Diese sehr elegante Methode besteht darin, die im IFTA geforderte Signalverteilung schrittweise so zu verändern, dass die gewünschte Verteilung immer besser approximiert wird. Dies kann z.B. durch eine Ortsfrequenzfilterung mit einer Gaußschen Filterfunktion erfolgen, deren Bandbreite während der Iteration immer weiter vergrößert wird (Abb. 3.3). Ein großer Vorteil des Verfahrens besteht darin, dass die Suche nach einer Startphase für den IFTA in den meisten Fällen nicht mehr notwendig ist. Handelt es sich bei der Eingabewelle nämlich um ein Gaußsches Bündel und ist das anfangs geforderte Signal ebenfalls eine Gaußsche Verteilung, so besitzt die gesuchte Phase eine quadratische Verteilung.

Dem Verfahren liegt die Annahme zugrunde, dass eine mit dem IFTA berechnete, stetige Phasenfunktion dislokationsfrei bleibt, wenn sich die geforderte Signalverteilung nur

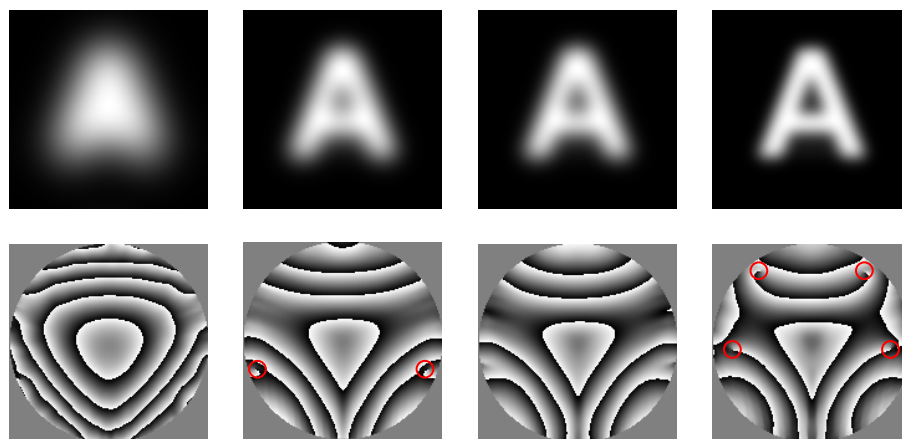


Abb. 3.3: Darstellung des modifizierten IFTA nach Cumme [55]. Die Approximation der geforderten Signalverteilung wird während der Iteration immer weiter verbessert (obere Reihe). Das Auftreten von Dislokationen in den berechneten Phasenverteilungen (untere Reihe) lässt sich nur bis zu einer begrenzten Auflösung unterdrücken.

hinreichend wenig ändert. Aufgrund der Überlegungen zu der mit refraktiven Elementen erreichbaren Auflösung ist aber klar, dass das Verfahren Grenzen haben muss. Dieser Sachverhalt wird in Abb. 3.3 an einem Beispiel illustriert. Als Signal wurde hier eine homogene Verteilung mit der Form des Buchstaben „A“ gewählt. Die Approximation der Signalverteilung erfolgte durch Faltung mit einer Gaußfunktion³, deren Breite von $7.5 d_{\min}$ bis $2.5 d_{\min}$ immer weiter verringert wurde. Die im ersten Schritt berechnete Phasenverteilung (links) besitzt keine Dislokationen. Während der Iteration, d.h. mit der Verbesserung der Approximation der Signalverteilung, treten im Außenbereich der Phasenverteilung bereits Dislokationen auf, die zwischenzeitlich wieder verschwinden. Am Ende der Iteration besitzt die Phasenverteilung Dislokationen, deren Auftreten unabhängig davon ist, wie stark die Breite der Gaußschen Filterfunktion von einem Iterationsschritt zum nächsten verringert wird.

3.2.2 Amplitudenfreiheit

Das Fehlen von Dislokationen, bzw. allgemeiner die Stetigkeit der Phasenfunktion, ist für das Design refraktiver Strahlformungselemente eine notwendige, aber keine hinreichende Bedingung. Zusätzlich muss die Phasenfunktion „glatt“ sein und darf keine Strukturdetails enthalten, deren Ausdehnung in der Größenordnung der Designwellenlänge liegt. Anderenfalls handelt es sich um ein refraktives Element mit beugender Überstruktur, d.h. ein sogenanntes hybrides Element. In diesem Fall überlagern sich die optischen Funktionen des refraktiven und des diffraktiven Anteils in erster Näherung so, als hätte man zwei separate Elemente direkt hintereinander angeordnet. Die Wellenlängenunabhängigkeit als wesentliche Eigenschaft refraktiver Elemente bleibt für den Anteil des Lichts erhalten, der das diffraktive Teilelement als nullte Beugungsordnung verlässt. Der Anteil des gebeugten Lichts bestimmt demzufolge, wie stark der refraktive Charakter beeinträchtigt wird.

Um sicherzustellen, dass die im Design berechnete Phasenfunktion zu einem refraktiven Element führt, wird auf die Nutzung von Amplitudenfreiheit zur Verbesserung des SNR verzichtet. Da die Anwendung von Amplitudenfreiheit mit der Verteilung von Intensität auf Bereiche der Signalebene außerhalb eines geeignet festgelegten Signalfensters verbunden ist, treten im Verlauf des IFTA hochfrequente Modulationen in der Phasenfunktion auf, die beugende Überstrukturen darstellen. Durch den Verzicht auf Amplitudenfreiheit werden diese Überstrukturen deutlich unterdrückt. Trotzdem entstehende Überstrukturen besitzen im Allgemeinen eine sehr kleine Modulationstiefe und folglich nur geringe Beugungseffizienz, so dass das berechnete Element im Wesentlichen refraktiven Charakter besitzt.

³Dies entspricht der Ortsfrequenzfilterung mit einer Gaußschen Filterfunktion.

3.3 Beliebige Signalverteilungen

Zur genaueren Untersuchung des Designs von Strahlformungselementen mit Hilfe des modifizierten IFTA, und dabei insbesondere der Entwicklung der berechneten Phasenverteilung und der erreichten Signalqualität, wurden zahlreiche Designrechnungen durchgeführt. Diesen lag ein bestimmter optischer Aufbau zugrunde, der im Folgenden vorgestellt wird. Über die Allgemeingültigkeit der Ergebnisse wird am Ende des Abschnitts diskutiert.

Zunächst soll aber der Begriff des refraktiven Strahlformungselements diskutiert werden. Wie im Abschnitt 3.1 an einem Beispiel erläutert wurde, besteht die bestimmende Eigenschaft von refraktiven Strahlformungselementen darin, dass eine eindeutige Zuordnung zwischen der Intensitätsverteilung $|u_{\text{ein}}|^2$ der Eingabewelle in der Elementebene und der Intensitätsverteilung $|u_{\text{aus}}|^2$ der Ausgabewelle in der Signalebene besteht. Das bedeutet, dass dem Element eine Verzerrungsfunktion $\mathbf{m}(x, y)$ zugeordnet werden kann, die die Energie unter Berücksichtigung der Integralgleichung 2.27 umverteilt. Die zugehörige Phase $\tau(x, y)$ kann dann durch die Eikonalgleichung 2.28 ausgedrückt werden. Jedes refraktive Strahlformungselement ist also durch diese Gleichung darstellbar, auch wenn die Funktion $\mathbf{m}(x, y)$ nicht bzw. nicht eindeutig bestimmt werden kann.

Im eindimensionalen Fall vereinfacht sich Gleichung 2.28 zu

$$\frac{d\tau}{dx}(x) = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \frac{m(x) - x}{\Delta z} \quad (3.5)$$

und daraus erhält man durch Integration

$$\tau(x) = \frac{2\pi}{\lambda} \left[\frac{1}{\Delta z} \int m(x) dx - \frac{x^2}{2\Delta z} \right] \quad (3.6)$$

Der quadratische Phasenterm, der in der paraxialen Optik die Phase einer Linse repräsentiert, vermittelt zwischen Fresnel- und Fourieraufbau. Im Falle des Fourieraufbaus, bei dem die Signalebene im Fernfeld liegt, kann die quadratische Phase vernachlässigt werden, während sie im Falle des Fresnelaufbaus die Entstehung der Signalverteilung in der Brennebene bewirkt. Dabei unterscheiden sich die jeweils erzeugten Signalverteilungen nur durch laterale Skalierung.

Zur Aufklärung der Struktur der berechneten Phasenfunktion $\tau(x)$ sei folgendes Beispiel betrachtet. Gegeben ist ein Fresnelaufbau mit dem Abstand Δz zwischen Element- und Signalebene. Die Eingabe- und die Signalverteilungen $i_{\text{ein}}(x)$ und $i_{\text{sig}}(x)$ besitzen ungefähr die gleiche laterale Ausdehnung. Dann lässt sich die Verzerrungsfunktion als die Summe $m(x) = x + m_{\text{SF}}(x)$ darstellen⁴. Die daraus durch Einsetzen in Gleichung 3.6 berechnete

⁴In dem Spezialfall $i_{\text{ein}} \equiv i_{\text{sig}}$ erhält man die Verzerrungsfunktion $m(x) = x$. Die Abweichung m_{SF} ist also für die eigentliche Strahlformung verantwortlich.

Phasenfunktion

$$\tau(x) = \frac{2\pi}{\lambda \Delta z} \left[\frac{x^2}{2} + \int m_{\text{SF}}(x) dx - \frac{x^2}{2} \right] = \frac{2\pi}{\lambda \Delta z} \int m_{\text{SF}}(x) dx \quad (3.7)$$

besteht nur noch aus dem eigentlichen Strahlformungsanteil. Dies ist insofern interessant, als durch das Verschwinden des quadratischen Phasenanteils eine minimale Phasenmodulation für die Strahlformung notwendig ist. Dadurch ist das zugehörige Oberflächenprofil vergleichsweise flach und seine Herstellung mit Hilfe lithographischer Verfahren wird überhaupt erst möglich oder kann mit höherer Genauigkeit erfolgen.

Der Übergang vom Fresnel- zum Fourieraufbau geschieht durch Addition des quadratischen Phasenterms $2\pi/\lambda \cdot x^2/2\Delta z$ auf die betrachtete Phasenfunktion. Diese zusätzliche Linsenphase bewirkt die für den Fourieraufbau erforderliche Strahlaufweitung und führt zu einer starken Phasenmodulation, die in einem Oberflächenprofil mit großer Profiltiefe resultiert. Die lithographische Herstellung entsprechender Strahlformungselemente ist aufgrunddessen mit größeren Schwierigkeiten verbunden. Ein geeignetes Verfahren wurde in [56, 57] vorgestellt.

Für das Verständnis refraktiver Strahlformungselemente ist es von Interesse zu untersuchen, wie sich die mit Hilfe von Gleichung 3.6 berechnete Phasenfunktion $\tau(x)$ verändert, wenn Eingabe- und Signalverteilung lateral skaliert werden. Es seien $i'_{\text{ein}}(x) = 1/a \cdot i_{\text{ein}}(x/a)$ und $i'_{\text{sig}}(x) = 1/b \cdot i_{\text{sig}}(x/b)$ die skalierten Verteilungen zu zwei gegebenen Intensitätsverteilungen $i_{\text{ein}}(x)$ und $i_{\text{sig}}(x)$. Die Skalierungsfaktoren a und b sind positive, reelle Zahlen. Durch Einsetzen in die Gleichung 2.25 und Variablensubstitution erhält man für die Verzerrungsfunktion $m'(x) = b m(x/a)$, wenn $m(x)$ die Verzerrungsfunktion zu den Verteilungen $i_{\text{ein}}(x)$ und $i_{\text{sig}}(x)$ ist. Daraus ergibt sich mit Gleichung 3.6 für die zugehörige Phasenfunktion der Zusammenhang

$$\tau'(x) = \frac{2\pi}{\lambda \Delta z} \int [m'(x) - x] dx \quad (3.8)$$

$$= \frac{2\pi}{\lambda \Delta z} \int [b m(x/a) - x] dx \quad (3.9)$$

und nach Variablensubstitution $x = au$ folgt

$$\tau'(au) = \frac{2\pi}{\lambda \Delta z} \left[ab \int m(u) du - \frac{(au)^2}{2} \right] \quad (3.10)$$

$$= ab \tau(u) + \frac{2\pi}{\lambda \Delta z} \left[ab \frac{u^2}{2} - \frac{(au)^2}{2} \right] \quad (3.11)$$

bzw. nach Rücksubstitution und Zusammenfassen der quadratischen Terme

$$\tau'(x) = ab \cdot \tau(x/a) + \frac{2\pi}{\lambda} \frac{x^2}{2 \Delta z} \left(\frac{b}{a} - 1 \right) \quad (3.12)$$

Für einen Fourieraufbau kann wiederum der quadratische Phasenterm vernachlässigt werden und die gesuchte Phasenfunktion $\tau'(x)$ lässt sich einfach durch die lateral skalierte und in der Höhe linear verzerrte Phasenfunktion $ab \cdot \tau(x/a)$ darstellen⁵. Um eine geringe Modulation der Phasenfunktion und damit ein möglichst flaches Oberflächenprofil des entsprechenden Strahlformungselementes zu erhalten, ist deshalb in erster Linie eine geringe Ausdehnung der Eingabewelle notwendig.

Umgekehrt kann aber auch geschlussfolgert werden, dass eine lineare Verzerrung von $\tau(x)$ zu einer lateralen Skalierung der Signalverteilung führt. Dies ist bei den Toleranzbetrachtungen in Abschnitt 3.4.1 von Interesse. Gleichung 3.12 gilt analog auch für den zweidimensionalen Fall, wenn in beiden Koordinatenrichtungen jeweils die gleiche Skalierung erfolgt. Handelt es sich um ein separables Problem, so können die beiden Dimensionen getrennt voneinander behandelt werden.

Mit Hilfe der Gleichung 3.12 kann das Design von Strahlformungselementen völlig unabhängig von konkreten Dimensionen erfolgen. Dies ist vor allem bei der numerischen Behandlung von Strahlformungsproblemen vorteilhaft, wenn Eingabe- und Signalverteilung auf einem festgelegten Raster mit jeweils unterschiedlicher Pixelgröße abgetastet werden.

3.3.1 Der optische Aufbau

Grundsätzlich handelt es sich bei dem hier für die Berechnung von refraktiven Strahlformungselementen verwendeten optischen Aufbau um einen Fourieraufbau, bei dem die gewünschte Intensitätsverteilung also im Fernfeld entsteht. Die Eingabewelle ist durch die Feldverteilung $u_{\text{ein}}(x, y) = a(x, y) \cdot \exp[i\varphi(x, y)]$ in der Elementebene gegeben und mit $\tau(x, y)$ als Phasenverteilung eines Strahlformungselementes erhält man in der Signalebene die Verteilung $u_{\text{aus}}(x, y)$ entsprechend der Gleichung 3.3 aus der Fouriertransformierten

$$u_{\text{aus}}(x, y) \propto \mathcal{F} [u_{\text{ein}}(x, y) \cdot e^{i\tau(x, y)}] = \mathcal{F} [a(x, y) \cdot e^{i[\varphi(x, y) + \tau(x, y)]}] \quad . \quad (3.13)$$

Um die Auflösung dieses optischen Systems zu bestimmen, muss die kollimierte Eingabewelle $u'_{\text{ein}}(x, y) = a(x, y)$ in die Signalebene propagiert werden. Der Durchmesser des dabei erhaltenen beugungsbegrenzten Spots legt die gesuchte Auflösungsgrenze d_{min} fest.

Wie im letzten Abschnitt erarbeitet, lässt sich die Phasenverteilung $\tau(x, y)$ eines Strahlformungselementes im Falle des Fourieraufbaus in einen Strahlformungsanteil τ_{SF} und einen Anteil mit Linsenwirkung τ_{LNS} zur Strahlaufweitung (Änderung der Strahldiver-

⁵Es ist zu beachten, dass diesen Betrachtungen eine konstante Phase der Eingabewelle zugrunde liegt.

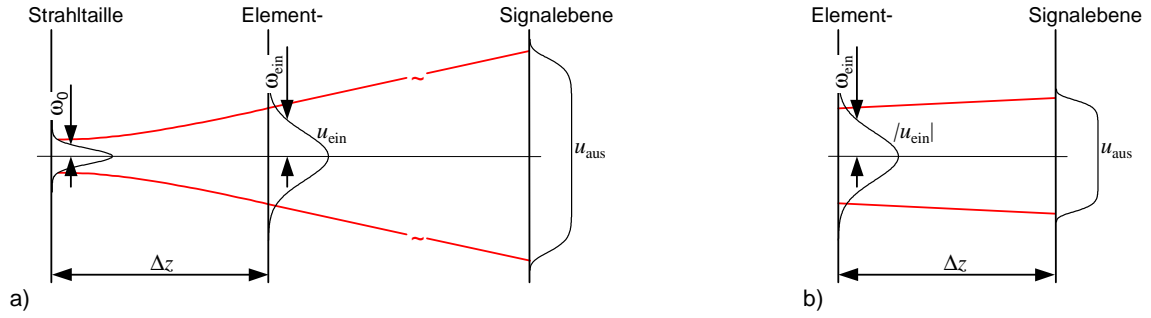


Abb. 3.4: Der für die Berechnung refraktiver Strahlformungselemente verwendete optische Aufbau ist ein Fourieraufbau mit divergenter, Gaußscher Beleuchtungswelle a). Die Elementebene liegt im Abstand Δz zur Strahltaile. Äquivalent dazu ist der Fresnelaufbau mit dem Abstand Δz zwischen Element- und Signalebene b), wobei nur die Amplitude der Eingangsverteilung benutzt wird.

genz) trennen. Es gilt daher

$$\tau(x, y) = \tau_{\text{SF}}(x, y) + \tau_{\text{LNS}}(x, y) = \tau_{\text{SF}}(x, y) + k \cdot \frac{x^2 + y^2}{2 f_L} . \quad (3.14)$$

Da die Phase $\varphi(x, y)$ der Eingabewelle in den bisherigen Überlegungen als eben angenommen wurde, ist die mit Gleichung 3.14 berechnete Funktion $\tau(x, y)$ als die Summe aus der Phase des Strahlformungselementes und $\varphi(x, y)$ anzusehen. Man erhält damit die korrigierte Phasenfunktion

$$\tau'(x, y) = \tau_{\text{SF}}(x, y) + k \cdot \frac{x^2 + y^2}{2 f_L} - \varphi(x, y) . \quad (3.15)$$

Unter der Bedingung einer quadratischen Phase der Eingabewelle mit passender Krümmung f_L , lässt sich also die gesuchte Phasenverteilung auf den eigentlichen Strahlformungsanteil reduzieren. Das bedeutet eine Minimierung der Profiltiefe des entsprechenden Elements und ist deshalb für die Herstellung, aber auch für die Anwendung sehr vorteilhaft. Aufgrund dieser Eigenschaften wurde allen in dieser Arbeit beschriebenen Berechnungen der Fourieraufbau mit divergenter Beleuchtungswelle zugrunde gelegt⁶.

Als Eingabe des optischen Systems wird im Folgenden die Gaußsche Beleuchtungswelle mit variablem Taillenradius ω_0 betrachtet (Abb. 3.4a). Sie besitzt eine quadratische Phase, deren Krümmungsradius R vom Abstand zur Strahltaile und von ω_0 abhängt (Abschnitt A.2). Je nach dem gewählten ω_0 ist der Abstand Δz zwischen Strahltaile und Elementebene so einzustellen, dass der Strahldurchmesser in der Elementebene den

⁶Da die Funktionen $\exp\{i[\varphi(x) + \tau(x)]\}$ und $\exp\{-i[\varphi(x) + \tau(x)]\}$ betragsmäßig gleiche Fouriertransformierte und damit die gleiche Intensitätsverteilung im Fernfeld besitzen, ist sowohl eine divergente als auch eine konvergente Eingabewelle einsetzbar, wobei sich die beiden Fälle durch das Vorzeichen von τ_{SF} unterscheiden.

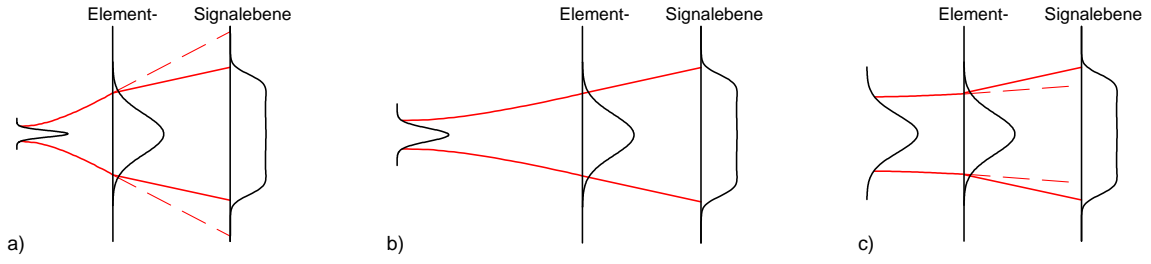


Abb. 3.5: Strahlformung mit einer divergenten Gaußschen Beleuchtungswelle. Beim Fourieraufbau muss in der Elementebene sowohl die eigentliche Strahlformung als auch eine Divergenzänderung der Beleuchtungswelle erfolgen (a,c). Ist der Radius ω_0 der Strahltaile an die Strahlformungsaufgabe angepasst, so entfällt die Änderung der Divergenz (b).

vorgegebenen Wert ω_{ein} besitzt. Gleichzeitig liegt der Krümmungsradius R_{ein} der quadratischen Phase φ fest. Aus der lateralen Ausdehnung der vorgegebenen Eingabe- und der gewünschten Signalverteilung lässt sich andererseits die Brennweite f_L der Linsenphase τ_{LNS} berechnen, die für die Strahlaufweitung notwendig ist. Stimmen die Werte für R_{ein} und f_L überein (Abb. 3.5b), so gilt für die gesuchte Phasenfunktion $\tau = \tau_{\text{SF}}$. Weil die Phasenmodulation dann minimal ist und das entsprechende Strahlformungselement möglichst flach, wird dieser Zustand angestrebt. Er ist allerdings nur bei einem bestimmten Wert von ω_0 erreichbar. In allen anderen Fällen ist eine Änderung der Divergenz der Eingabewelle notwendig (Abb. 3.5a, c).

Wird ω_0 festgehalten und der Abstand Δz zwischen Strahltaile und Elementebene variiert, so dass sich der Strahldurchmesser in der Elementebene ändert, bedeutet dies, wie oben gezeigt, lediglich eine Skalierung von $\tau(x, y)$. Zur Minimierung der Profiltiefe sollte deshalb eine möglichst kleine Eingabeverteilung benutzt werden. Daraus ergeben sich zwei wichtige Konsequenzen. Zum einen entsteht dann das Fernfeld bereits nach kurzer Ausbreitungsstrecke hinter dem Element. Zum anderen ist durch die geringe Phasenmodulation, die dann für die Strahlformung notwendig ist, auch die Deformation der einfallenden Wellenfront gering. Das Element kann dann beispielsweise zur Effizienzsteigerung holographischer Aufnahmen eingesetzt werden [17].

Für die folgenden Rechnungen wurde eine Gaußsche Beleuchtungswelle mit einer Wellenlänge von $\lambda = 633 \text{ nm}$ und einem Tailenradius von $\omega_0 = 2.05 \mu\text{m}$ benutzt. Die Elementebene liegt im Abstand von $\Delta z = 150 \mu\text{m}$ zur Strahltaile und die Eingabeverteilung besitzt demzufolge einen Radius von $\omega_{\text{ein}} = 14.8 \mu\text{m}$ und der Krümmungsradius der sphärischen Phase beträgt an dieser Stelle $R_{\text{ein}} = 152.9 \mu\text{m}$. Anstelle des Fourieraufbaus, bei dem die Signalebene im Fernfeld liegt (d.h. für den Abstand z zur Elementebene gilt $z \gg \omega_{\text{ein}}^2/\lambda$), wird aus numerischen Gründen für die konkreten Designrechnungen ein Fresnelaufbau benutzt (Abb. 3.4b). Dabei liegt die Signalebene genau im Abstand von Δz hinter der Elementebene, so dass sich die quadratische Phase der Eingabewelle und der

quadratische Phasenterm im Argument der Fouriertransformation in Gleichung 2.14 zu Null ergänzen und demzufolge die gleiche Phasenverteilung $\tau(x, y)$ wie beim Fourieraufbau resultiert.

3.3.2 Flat-top-Verteilungen

Die in der Literatur am häufigsten behandelte Aufgabe für die Strahlformung besteht in der Erzeugung einer flat-top-Verteilung bei Beleuchtung mit einem Gaußschen Bündel (siehe z.B. [6, 8, 16, 29, 58, 59]). Der Schwerpunkt liegt dabei auf radialsymmetrischen bzw. rechteckigen, d.h. separablen, flat-top-Verteilungen. In [60] wurde gezeigt, dass darüber hinaus auch Elemente für die Erzeugung nicht-separabler Signalverteilungen berechnet und hergestellt werden können.

Es soll nun zunächst das Design refraktiver Strahlformungselemente im Falle verschiedener ein- und zweidimensionaler flat-top-Verteilungen untersucht werden. Zu diesem Zweck wird die jeweils geforderte Signalverteilung i_{sig} mit Hilfe der Gleichung

$$i_{\text{sig}} = \left| \sqrt{i_{\text{sig}}^0} \star f_{\text{gauss}} \right|^2 \quad (3.16)$$

erzeugt, wobei i_{sig}^0 eine Ausgangsverteilung darstellt, die durch Faltung mit der Gaußfunktion f_{gauss} räumlich gefiltert wird (Abb. 3.6).

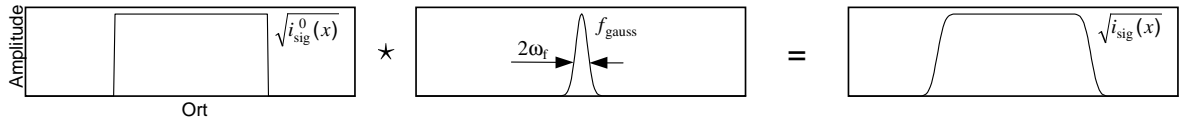


Abb. 3.6: Erzeugung der im IFTA geforderten Signalverteilung i_{sig} aus einer Ausgangsverteilung i_{sig}^0 und einer Gaußschen Filterfunktion f_{gauss} durch Faltung.

Die Breite ω_f der Filterfunktion legt die Bandbreite des Ortsfrequenzspektrums der Signalverteilung fest und bestimmt damit deren Auflösung⁷. Je kleiner ω_f ist, desto besser ist die Auflösung des Signals. Das Verhältnis zwischen der Breite b_{sig} der Ausgangsverteilung und ω_f wird hier auch als Detailauflösung der Signalverteilung bezeichnet, denn es ist ein Maß dafür, wie gut die in der Ausgangsverteilung enthaltenen Details wiedergegeben werden. Für flat-top-Verteilungen wurde ein Wert von $b_{\text{sig}}/\omega_f = 5$ als gerade ausreichend ermittelt – bei kleineren Werten ist das Plateau der erzeugten Signalverteilung bereits verrundet.

Im Verlauf des Designs wird ω_f – entsprechend dem beschriebenen Vorgehen beim modifizierten IFTA – schrittweise verringert und damit die Auflösung der Signalverteilung

⁷Die willkürlich durch den Parameter ω_f festgelegte Auflösung der gewünschten Signalverteilung ist nicht zu verwechseln mit der durch die Beugung des Lichts in dem betrachteten optischen System vorgegebenen Auflösung der tatsächlichen Ausgabewelle.

immer weiter erhöht. Dabei wird als Maß für die in jedem Schritt erreichte Signalqualität das erhaltene SNR notiert.

3.3.2.1 Eindimensionale Betrachtung

Im eindimensionalen Fall handelt es sich bei der Ausgangsverteilung um eine Rechteckfunktion $i_{\text{sig}}^0(x) = \text{rect}(x/b_{\text{sig}})$ mit der Breite b_{sig} . Natürlich ist die Signalverteilung nur dann physikalisch sinnvoll, wenn ihre durch ω_f festgelegte Auflösung mindestens so groß wie der beugungsbegrenzte Spot ist. Die Breite d_{min} des Spots dient deshalb immer als Einheit für ω_f . Mit den oben angegebenen Werten für ω_{ein} , λ und Δz ergibt sich $d_{\text{min}} = 2.05 \mu\text{m}$. Desweiteren ist die Breite der Ausgangsverteilung so zu wählen, dass die Detailauflösung b_{sig}/ω_f der Signalverteilung ausreichend groß ist (siehe obige Bemerkung).

Abbildung 3.7 zeigt den Zusammenhang zwischen ω_f und dem im IFTA erreichten SNR für zwei flat-top-Verteilungen unterschiedlicher Breite. Das SNR steigt in Abhängigkeit von der Breite der Signalverteilung zwischen $1.0 d_{\text{min}}$ und $1.3 d_{\text{min}}$ deutlich an. Zum Vergleich: für eine punktförmige Ausgangsverteilung steigt das SNR bei $\omega_f = d_{\text{min}}$ sprunghaft auf beliebig hohe Werte, da das geforderte Signal dann dem beugungsbegrenzten Spot entspricht, der durch eine quadratische Phasenverteilung exakt erzeugt wird. Soll dagegen die flat-top-Verteilung realisiert werden, so steigt das SNR in erster Näherung exponentiell an und erreicht erst für $\omega_f > d_{\text{min}}$ hinreichend hohe Werte für das SNR. Aus der Abb. 3.7 lässt sich ablesen, dass der Wert von $\text{SNR} = 10000$ beispielsweise bei $\omega_f = 1.05 d_{\text{min}}$ bzw. $\omega_f = 1.3 d_{\text{min}}$ erreicht wird. Bei diesem willkürlich festgelegten Wert für das SNR weist die erzeugte Intensitätsverteilung erfahrungsgemäß nur noch geringe Schwankungen im Bereich von 3% ... 5% des Maximalwertes auf (vgl. Intensitätsverteilungen in Abb. 3.8) und kann demzufolge als hinreichend gut bezeichnet werden.

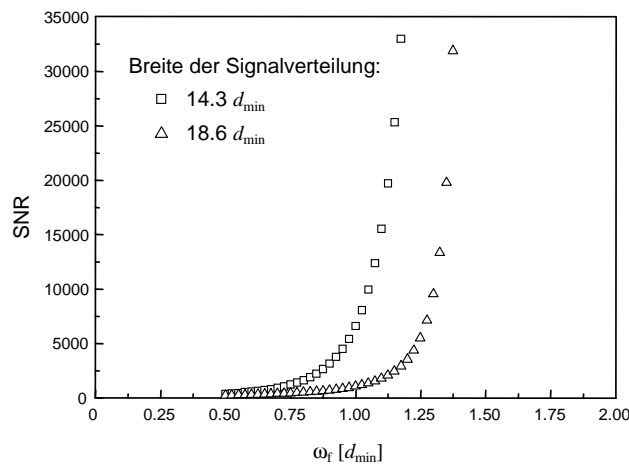


Abb. 3.7: Abhängigkeit des im IFTA erreichten SNR von der durch ω_f festgelegten Auflösung für zwei flat-top-Verteilungen mit unterschiedlicher Größe als Signal. Ab einem bestimmten Wert steigt das SNR stark an.

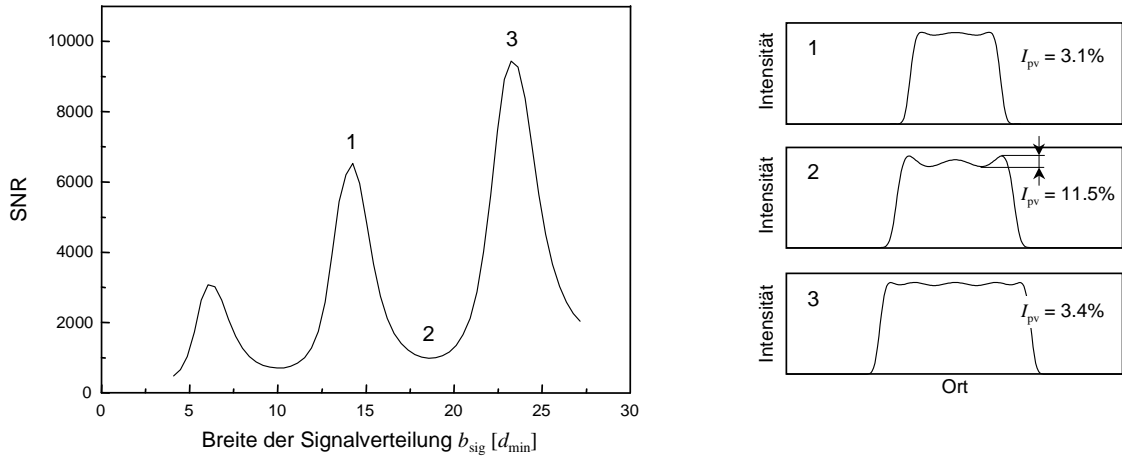


Abb. 3.8: Abhängigkeit des im IFTA erreichten SNR für festes $\omega_f = d_{\text{min}}$ von der Breite der Signalverteilung. Rechts sind die Intensitätsverteilungen gezeigt, die an den nummerierten Punkten erreicht werden.

Es ist also zu erkennen, dass die flat-top-Verteilung mit einer geringfügig unter der Beugungsbegrenzung liegenden Auflösung realisiert werden kann, wobei die Abweichung offenbar für verschiedene Werte der Breite b_{sig} der Verteilung unterschiedlich ist. Um dies genauer zu untersuchen, wurde das im Design erreichte SNR bei festem $\omega_f = d_{\text{min}}$ für variables b_{sig} berechnet und in einem Diagramm aufgetragen. Das Ergebnis ist in Abb. 3.8 dargestellt und man erkennt deutliche Schwankungen im Verlauf der Kurve. Lokale Maxima treten bei Werten von $b_{\text{sig}} = 6.1 d_{\text{min}}$, $14.3 d_{\text{min}}$ und $23.2 d_{\text{min}}$ auf und der Unterschied zu den dazwischenliegenden lokalen Minima beträgt etwa eine Größenordnung. Es ist zu erkennen, dass bei dem dritten Maximum ein SNR von nahezu 10000 erreicht wird, so dass in diesem Fall eine Erhöhung von ω_f zur Verbesserung der Signalqualität nicht mehr notwendig ist und die flat-top-Verteilung beugungsbegrenzt realisiert werden kann.

Rechts neben dem Diagramm in Abb. 3.8 sind Intensitätsverteilungen dargestellt, die an den nummerierten Extremstellen erreicht werden. Es wird deutlich, dass die Intensitätsverteilung in Abhängigkeit von ihrer Breite Schwankungen aufweist, die im Minimum der SNR-Kurve (Nr. 2, SNR = 990) bis zu 11.5% betragen und in den Maxima (Nr. 1, SNR = 6500 und Nr. 3, SNR = 9440) nur 3.1% und 3.4%. Bei genauer Betrachtung der Verteilungen erkennt man, dass diese eine ungerade Anzahl lokaler Maxima aufweisen und zwar drei an den Stellen Nr. 1 und 2 und fünf an der Stelle Nr. 3. Vermutlich ist der annähernd periodische Verlauf der SNR-Kurve verbunden mit der sprunghaften Erhöhung der Anzahl lokaler Maxima in der erzeugten Intensitätsverteilung.

3.3.2.2 Zweidimensionale Betrachtung

Aus der eindimensionalen Betrachtung geht hervor, dass flat-top-Verteilungen prinzipiell sehr gut und nahezu beugungsbegrenzt realisiert werden können. Dies gilt auch im zweidimensionalen Fall. Um dies zu belegen, wurde für verschieden geformte flat-top-Verteilungen die Abhängigkeit des SNR von der durch ω_f festgelegten Auflösung bestimmt und gegeneinander im Diagramm aufgetragen. Abbildung 3.9 zeigt das Ergebnis für verschiedene Ausgangsverteilungen und man erkennt, dass die entsprechenden Kurven einen nahezu identischen Verlauf besitzen. Als Form des Signals wurde ein gleichseitiges Dreieck, ein Quadrat, ein unregelmäßiges Viereck und ein regelmäßiges Sechseck gewählt, die jeweils etwa den gleichen Flächeninhalt besitzen. In Abbildung 3.10 ist am Beispiel einer dreieckigen flat-top-Verteilung das Signal für $\omega_f = 1.5 d_{\min}$, die berechnete Phasenverteilung des Strahlformungselements und die mit dieser Phasenverteilung erhaltene Intensitätsverteilung in der Signalebene gezeigt. Das erreichte SNR liegt bei $4.0 \cdot 10^5$, und die Differenz zwischen i_{sig} und $|u_{\text{aus}}|^2$ beträgt weniger als 1% des Maximalwertes.

Selbstverständlich hat auch im zweidimensionalen Fall die Ausdehnung der Signalverteilung Einfluss auf den quantitativen Verlauf der gezeigten Abhängigkeit des SNR von ω_f . Dieser lässt sich aber im Allgemeinen, d.h. für Verteilungen, die weder separabel noch radialsymmetrisch sind, nicht einfach aus der entsprechenden Abhängigkeit des eindimensionalen Falles ablesen und wurde nicht näher untersucht.

Die bis jetzt betrachteten Signalverteilungen besitzen alle eine konvexe Form und es soll nun untersucht werden, wie sich der Verlauf des SNR bei einer konkaven Form verhält. Dazu wurden verschiedene Ausgangsverteilungen generiert, indem drei Punkte eines Quadrats festgehalten und der vierte Punkt schrittweise zum Mittelpunkt des Quadrats hin verschoben wurden. Dadurch entstanden verschiedene Drachenvierecke, einschließlich eines konkaven, die als Signal benutzt wurden. In Abbildung 3.11 ist wieder das berechnete SNR in Abhängigkeit von der durch ω_f festgelegten Auflösung dargestellt. Zu erkennen ist, dass der Verlauf des SNR für die konvexen Formen sehr gut übereinstimmt, während er für die konkave Form deutlich zu größeren Werten von ω_f verschoben ist. Das bedeutet, dass die konkave flat-top-Verteilung bei gleicher Signalqualität nur mit geringerer Auflösung realisiert werden kann. Außerdem treten hier für $\omega_f < 0.75 d_{\min}$ beim Design mit dem IFTA Dislokationen in der Phasenverteilung auf, unabhängig von der gewählten Schrittweite von ω_f .

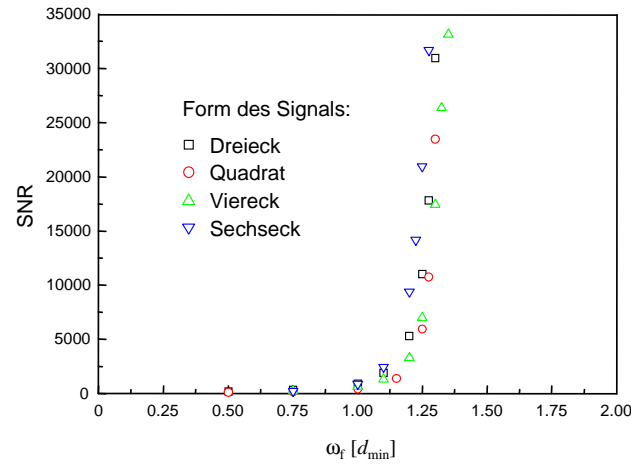


Abb. 3.9: Abhängigkeit des im IFTA erreichten SNR von ω_f für unterschiedliche flat-top-Verteilungen mit annähernd gleicher Größe.

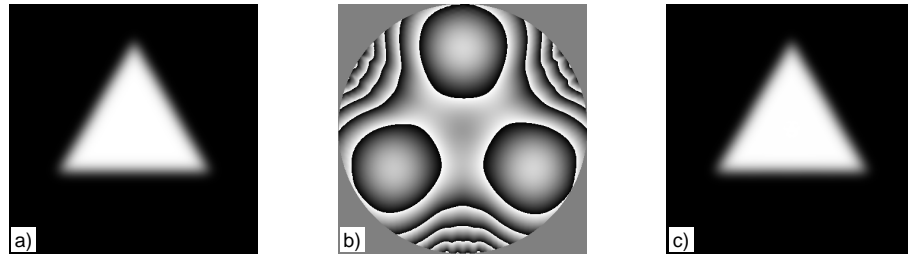


Abb. 3.10: Gewünschte Intensitätsverteilung mit $\omega_f = 1.5 d_{\min}$ (a) und berechnete Phasenverteilung des entsprechenden Strahlformungselementes (b) sowie die simulierte Ausgabeverteilung (c).

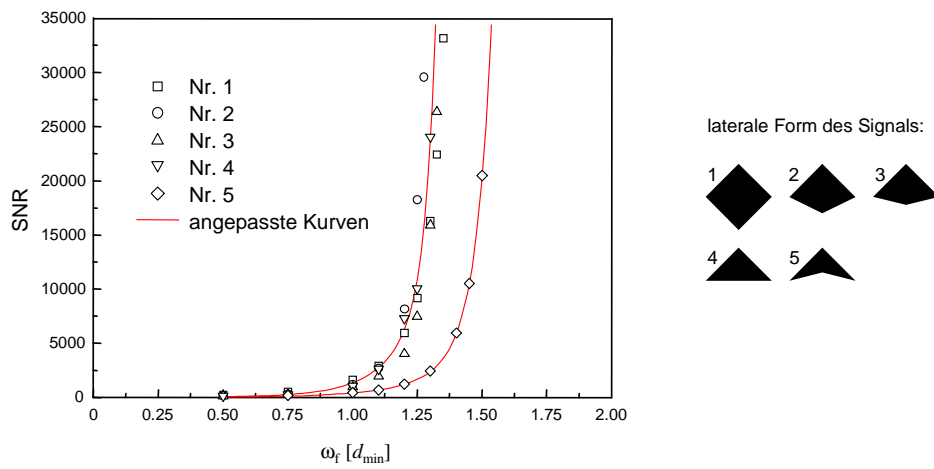


Abb. 3.11: Abhängigkeit des im IFTA erreichten SNR von ω_f für viereckige Signale mit unterschiedlicher Form. Rechts sind die Ausgangsverteilungen gezeigt, von denen die Verteilung Nr. 5 konkav berandet ist und alle anderen konvex.

3.3.3 Grauwertverteilungen

Es soll nun untersucht werden, inwieweit auch beliebige Grauwertverteilungen durch refraktive Strahlformungselemente realisiert werden können. Dazu wird die Auflösung verschiedener Signalverteilungen variiert und das im IFTA erreichte SNR notiert. Die erhaltenen Zusammenhänge sind Grundlage für die gesuchten Aussagen über die Realisierbarkeit. Es wird wie oben zuerst der eindimensionale Fall betrachtet und anschließend an einigen Beispielen der zweidimensionale Fall.

3.3.3.1 Eindimensionale Betrachtung

Ausgehend von einer flat-top-Verteilung mit $b_{\text{sig}} = 23.2 d_{\text{min}}$ wurden symmetrische und asymmetrische sowie linear verlaufende und gestufte Intensitätsverteilungen als Ausgangsverteilung benutzt (Skizzen rechts neben dem Diagramm in Abb. 3.12). Die Breite der Verteilungen war jeweils gleich und entspricht der Stelle des dritten Maximums in der Kurve in Abb. 3.8. Es wurde, wie bei den oben betrachteten flat-top-Verteilungen, die Abhängigkeit des im IFTA erreichten SNR von der durch ω_f festgelegten Auflösung der Signalverteilung ermittelt. In dem entsprechenden Diagramm in Abb. 3.12 erkennt man, dass die einzelnen Messwertverläufe deutlich gegeneinander verschoben sind. Während das aus der linear ansteigenden Ausgangsverteilung Nr. 2 erzeugte Signal mit nahezu der gleichen Auflösung wie die flat-top-Verteilung realisiert werden kann, wird ein bestimmtes SNR bei den anderen Signalen erst für geringere Auflösung, d.h. für größeres ω_f erreicht. Dabei lässt sich das aus zwei flat-top-Verteilungen bestehende Signal Nr. 6 am schlechtesten erzeugen. Bei der für ein hinreichend hohes SNR notwendigen Auflösung ω_f sind die Plateaus im Signal bereits stark verrundet (Intensitätsverteilungen in Abb. 3.13, rechts).

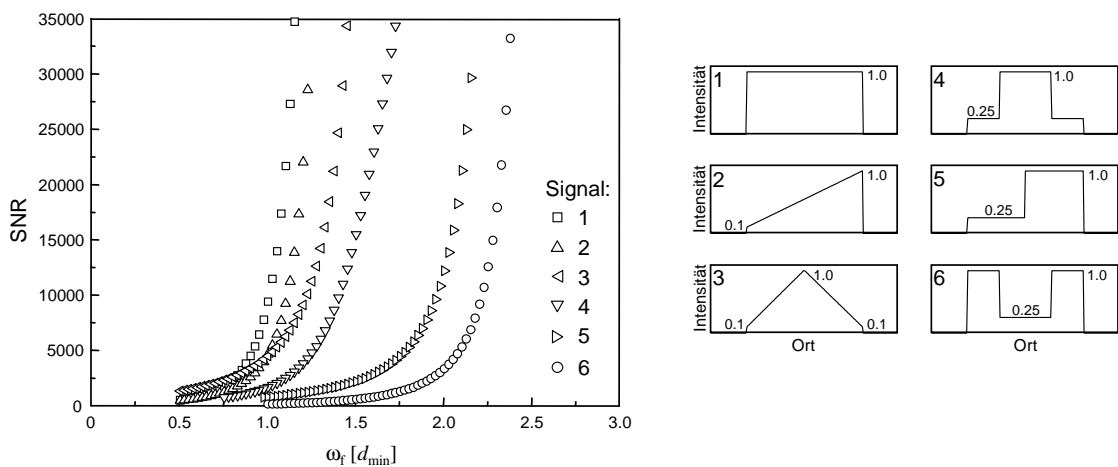


Abb. 3.12: Abhängigkeit des im IFTA erreichten SNR von der durch ω_f festgelegten Auflösung für verschiedene eindimensionale Signalverteilungen mit gleicher Breite. Rechts sind die entsprechend nummerierten Ausgangsverteilungen gezeigt.

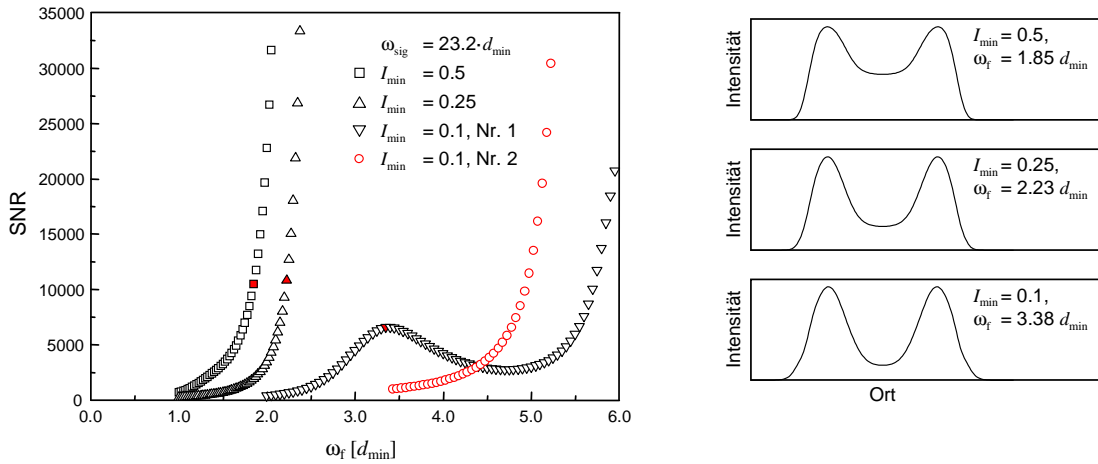


Abb. 3.13: Abhängigkeit des im IFTA erreichten SNR von ω_f für eindimensionale Signalverteilungen, die aus zwei flat-top-Verteilungen zusammengesetzt sind. Das dazwischenliegende, untere Intensitätsniveau wurde in der Höhe variiert. Rechts sind die Intensitätsverteilungen zu sehen, die den rot markierten Punkten entsprechen.

Es lässt sich aus diesen Beobachtungen schlussfolgern, dass die für ein festgelegtes SNR notwendige Auflösung am geringsten ist, wenn die Signalverteilung ein lokales Minimum enthält. Dies erklärt auch den Unterschied zwischen konvexer und konkaver Berandung bei zweidimensionalen flat-top-Verteilungen. Bei konkaver Berandung findet man Profilschnitte der Intensitätsverteilung, die aus zwei flat-top-Verteilungen bestehen und deshalb nur mit geringer Auflösung realisiert werden können.

Allerdings gibt es einen Zusammenhang zwischen der Lage der SNR- ω_f -Abhängigkeit und der Stufenhöhe in der Ausgangsverteilung, d.h. also dem geforderten Kontrast. Liegt das untere Niveau bei einer relativen Intensität von $I_{\min} = 0.5$, so steigt das SNR gegenüber den oben gezeigten Messwerten für $I_{\min} = 0.25$ schon bei kleineren Werten von ω_f an und bei $I_{\min} = 0.1$ erst bei höheren Werten. Dies ist in Abb. 3.13 dargestellt. Dabei ist festzustellen, dass für $I_{\min} = 0.1$ zwei Lösungen existieren, die sich bei Werten von $\omega_f > 3.4 d_{\min}$ deutlich im erreichbaren SNR unterscheiden. Diese beiden refraktiven Lösungen des Strahlformungsproblems stellen jeweils ein lokales Optimum dar und ergeben sich in dem benutzten IFTA je nach der eingesetzten Startphase. Bei der ersten Lösung beobachtet man ein Maximum des SNR bei $\omega_f = 3.4 d_{\min}$ und nach Erreichen eines Minimums den typischen Anstieg zu beliebig hohen Werten. Die zweite Lösung weist kein solches Maximum auf und hier steigt die Signalqualität bereits bei kleineren Werten von ω_f an. Für $\omega_f < 3.4 d_{\min}$ erfolgt im IFTA jedoch ein sprunghafter Wechsel zur ersten Lösung⁸. Die entsprechenden Phasenverteilungen unterscheiden sich, wie in Abb. 3.14 für $\omega_f = 4.0 d_{\min}$ zu sehen ist, nur geringfügig.

⁸Die Diagramme werden wie üblich von links nach rechts gelesen, obwohl die Berechnung der SNR-Werte unter Benutzung des modifizierten IFTA von großen zu kleinen Werten von ω_f erfolgt.

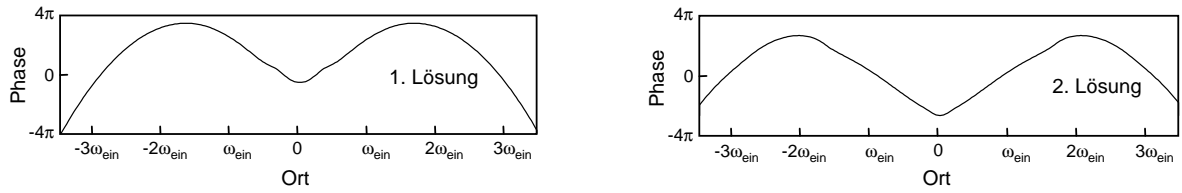


Abb. 3.14: Phasenverteilungen der beiden Lösungen der in Abb. 3.13 behandelten Strahlformungsaufgabe bei einem Wert von $\omega_f = 4.0 d_{min}$. Die Verteilungen unterscheiden sich nur geringfügig und führen zu SNR-Werten von 4130 bzw. 1680.

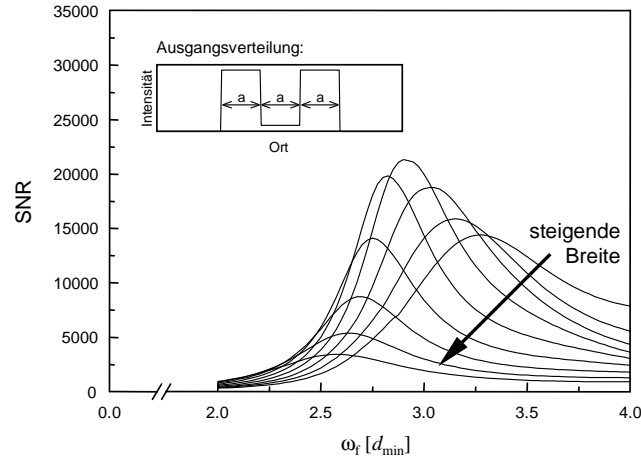


Abb. 3.15: Abhängigkeit des im IFTA erreichten SNR von der durch ω_f festgelegten Auflösung für ein-dimensionale Signalverteilungen, die aus zwei flat-top-Verteilungen zusammengesetzt sind. Variiert wurde die Breite der Ausgangsverteilung, wobei das Verhältnis zwischen den Breiten der einzelnen Plateaus konstant bei 1:1:1 gehalten wurde.

Anhand der Abbildungen 3.12 und 3.13 ist zu erkennen, dass die Signalqualität im Falle des Signals, das aus zwei flat-top-Verteilungen besteht, deutlich geringer ist, als bei flat-top-Verteilungen gleicher Breite. Das SNR erreicht erst dann hinreichend hohe Werte, wenn die durch ω_f gegebene Auflösung so gering ist, dass die Plateaus verrundet sind. Interessant ist deshalb die Frage, ob die erreichbare Detailauflösung⁹ durch Verbreiterung der Ausgangsverteilung erhöht werden kann. Dazu wurde die zuletzt betrachtete Ausgangsverteilung mit drei Plateaus (diese besitzen hier aber gleiche Breite) und $I_{min} = 0.1$ skaliert und die entsprechende SNR- ω_f -Abhängigkeit berechnet. Der Verlauf der erhaltenen SNR-Werte entspricht jeweils der oben gezeigten Abhängigkeit im Falle der Lösung Nr. 1. Wie in Abb. 3.15 zu erkennen ist, verschiebt sich die Lage des Maximums von $\omega_f = 3.3 d_{min}$ bei einer Breite der Ausgangsverteilung von $21.7 d_{min}$ zu $\omega_f = 2.58 d_{min}$ bei einer Breite von $31.1 d_{min}$. Dabei nimmt allerdings das Maximum der Signalqualität nach einem anfänglichen Anstieg immer kleinere Werte an und erreicht ab einer Breite von $28.4 d_{min}$ nicht mehr den Wert von $SNR = 10000$. Die gezeigten Berechnungen ergeben

⁹Da die einfache flat-top-Verteilung eine Detailauflösung von mindestens 5 erfordert, ist für die Verteilung mit drei Plateaus demzufolge ein Wert von mindestens 15 notwendig.

die beste Detailauflösung von etwa 10 bei hinreichender Signalqualität für eine Breite von $27.0 d_{\min}$. Dies ist nicht ausreichend, um die Ausgangsverteilung korrekt wiederzugeben.

3.3.3.2 Zweidimensionale Betrachtung

Die Ergebnisse aus der eindimensionalen Betrachtung lassen sich natürlich wieder direkt auf separable oder radialsymmetrische zweidimensionale Probleme übertragen. Als Beispiel dafür ist hier eine Ausgangsverteilung gewählt, die aus einer symmetrischen Anordnung von vier Quadraten besteht und einen Untergrund von $I_{\min} = 0.01$ aufweist. Die Größe der quadratischen Verteilung beträgt $15.6 d_{\min}$. Die Abbildung 3.16 zeigt den Zusammenhang zwischen SNR und ω_f im Vergleich zu der quadratischen flat-top-Verteilung gleicher Größe. Tatsächlich wird ein SNR von 10000 erst bei $\omega_f = 3.1 d_{\min}$ erreicht, was in etwa dem eindimensionalen Fall entspricht (vgl. Abb. 3.13). Außerdem sind in der Abbildung die SNR-Werte für eine Ausgangsverteilung gezeigt, die aus einer symmetrischen Anordnung von drei gleichseitigen Dreiecken besteht und deren laterale Ausdehnung in etwa so groß ist wie bei der gerade behandelten quadratischen Verteilung. Es ist zu erkennen, dass in diesem Fall ein hinreichend hohes SNR nicht erreicht wird und die Signalqualität nach Erreichen eines Maximums bei $\omega_f = 3.3 d_{\min}$ wieder absinkt. Dieses Verhalten ist ebenfalls aus der oben gezeigten eindimensionalen Betrachtung bekannt.

In einem weiteren Beispiel wurde als Ausgangsverteilung eine Photographie gewählt, die natürlich gegenüber den bisher behandelten Verteilungen extrem detailreich ist. Man erhält deshalb bereits bei der durch die Beugungsbegrenzung vorgegebenen Auflösung ($\omega_f = 1.0 d_{\min}$) eine relativ unscharfe Signalverteilung. Wie in Abbildung 3.17 zu sehen ist, steigt die Signalqualität im Vergleich zur radialsymmetrischen flat-top-Verteilung gleicher Größe wesentlich langsamer mit Erhöhung von ω_f und gute Ergebnisse im Sinne des

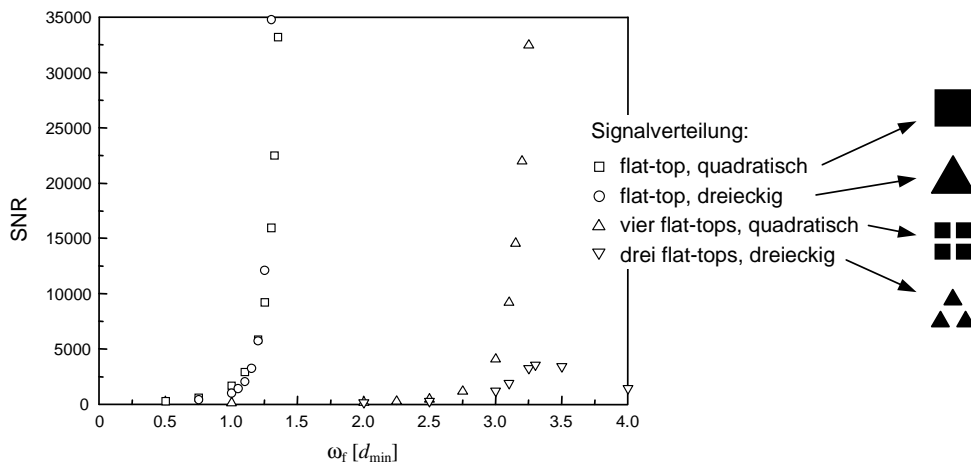


Abb. 3.16: Abhängigkeit des im IFTA erreichten SNR von ω_f für zweidimensionale Signalverteilungen, die aus vier quadratischen bzw. drei dreieckigen flat-top-Verteilungen bestehen. Zum Vergleich sind die Werte für die entsprechenden flat-top-Verteilungen gleicher Größe dargestellt.

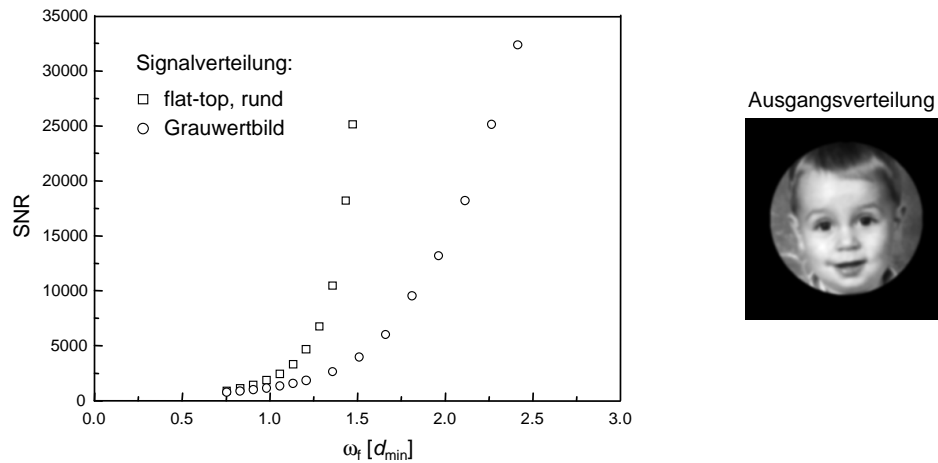


Abb. 3.17: Abhängigkeit des im IFTA erreichten SNR von ω_f für eine zweidimensionale Signalverteilung, die aus einem Grauwertbild besteht. Zum Vergleich sind die Werte für eine radialsymmetrische flat-top-Verteilung gleicher Größe dargestellt.

SNR sind nur bei geringer Detailauflösung im Signal erreichbar. Es wurde deshalb, und um das Auftreten von Phasendislokationen zu vermeiden, der Kontrast des Bildes durch Addition eines konstanten Intensitätsanteils verringert. Für $\omega_f = 1.13 d_{\min}$ erhält man dann ein SNR von 3630. Das Ergebnis des Designs mit der berechneten Phasenverteilung ist in Abb. 3.18 dargestellt. Obwohl die Signalqualität relativ gering ist und die Abweichungen von der gewünschten Verteilung bis zu 20% betragen, besteht eine gute visuelle Erkennbarkeit des Signals. Dies gilt ebenso für das Beispiel eines quadratischen Rahmens, dessen Profil einer Gaußverteilung entspricht. Hier ist die Signalqualität mit $\text{SNR} = 190$ sehr gering und der visuelle Eindruck der mit der berechneten Phasenverteilung erzeugten Intensitätsverteilung ist ungeachtet dessen sehr gut.

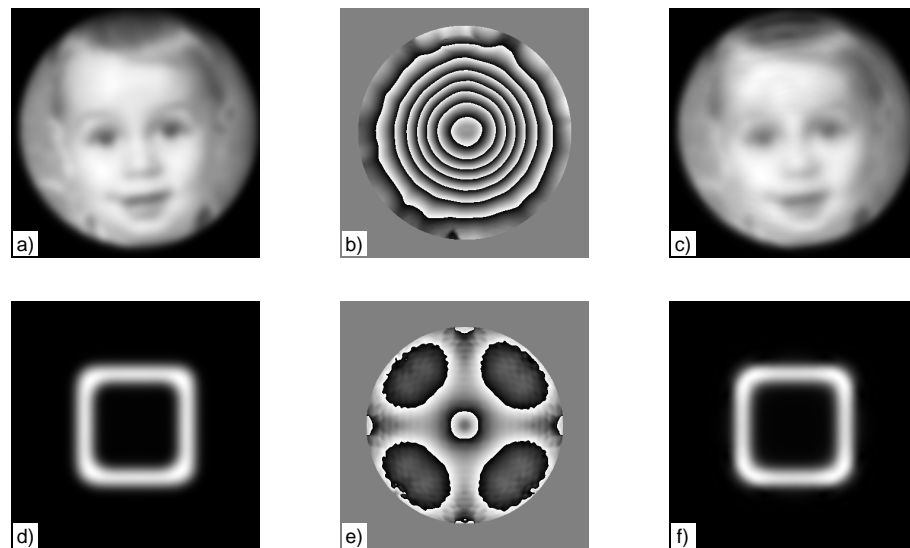


Abb. 3.18: Gewünschte Intensitätsverteilungen (a,d) und berechnete Phasenverteilungen der entsprechenden Strahlformungselemente (b,e) sowie die simulierten Ausgabeverteilungen (c,f).

3.3.4 Zusammenfassung

Es konnte gezeigt werden, dass die Strahlformung im Falle von flat-top-Signalverteilungen nahezu beugungsbegrenzt möglich ist, wobei eine deutliche Abhängigkeit zwischen der lateralen Ausdehnung der Signalverteilung und der bei einer bestimmten Auflösung erreichbaren Signalqualität gefunden wurde. Zweidimensionale flat-top-Verteilungen lassen sich im Falle einer konvex berandeten Ausgangsverteilung mit höherer Auflösung realisieren als im Falle einer konkaven Berandung. Bei den Untersuchungen zur Formung von Grauwertverteilungen wurde gezeigt, dass die mit hinreichender Signalqualität erreichbare Auflösung stark von der konkreten Signalverteilung abhängt. Wenn diese ein lokales Minimum enthält, ist die erreichbare Auflösung am geringsten.

Unabhängig von der Breite der Signalverteilung genügt die erreichte Detailauflösung nicht zur Erzeugung von mehreren Plateaus mit dazwischenliegendem Minimum. Durch Absenken des Kontrasts der Ausgangsverteilung ist jedoch eine höhere Detailauflösung erreichbar. Bei zweidimensionalen Grauwertverteilungen, die rein visuell beurteilt werden, ist ein geringes SNR ausreichend.

Um die Frage nach der Allgemeingültigkeit der gefundenen Aussagen zu beantworten, müssen die Berechnungen für variierte Parameter des optischen Aufbaus wiederholt werden. Dies sind zum einen der Durchmesser ω_{ein} der Eingabeverteilung $u_{\text{ein}}(x, y)$ und zum anderen die Distanz Δz zwischen Element- und Signalebene. Die Variation von ω_{ein} kann durch laterale Skalierung der Eingabeverteilung mit dem Faktor a erfolgen:

$$u_{\text{ein}}(x, y) \rightarrow u_{\text{ein}}(x/a, y/a) \quad (3.17)$$

$$\omega_{\text{ein}} \rightarrow a\omega_{\text{ein}} \quad (3.18)$$

Anhand der Gleichung 2.14 zur Berechnung der Wellenausbreitung in Fresnelnäherung wird deutlich, dass man genau dann die mit a skalierte Ausgabeverteilung erhält, wenn die Ausbreitungsdistanz gleichzeitig mit dem Faktor a^2 multipliziert wird. Das bedeutet also, dass die gewonnenen Ergebnisse – zumindest bei einer bestimmten Ausbreitungsdistanz – auch bei Variation von ω_{ein} gültig sind.

Dass dies tatsächlich für sämtliche Werte von Δz zutrifft, soll am Beispiel der in Abb. 3.8 dargestellten Abhängigkeit des SNR von der Breite der (eindimensionalen) Signalverteilung bei konstantem $\omega_f = d_{\text{min}}$ gezeigt werden. Die gleiche Abhängigkeit ist in der Abb. 3.19 für zwei verschiedene optische Aufbauten zu sehen, die sich mit Werten von $\Delta z = 150 \mu\text{m}$ bzw. $\Delta z = 100 \mu\text{m}$ im Abstand zwischen Element- und Signalebene unterscheiden. Der Durchmesser der Eingabewelle bleibt dabei unverändert, sodass die numerische Apertur Werte von $\text{NA} = 0.149$ und $\text{NA} = 0.98$ annimmt und der beugungsbegrenz-

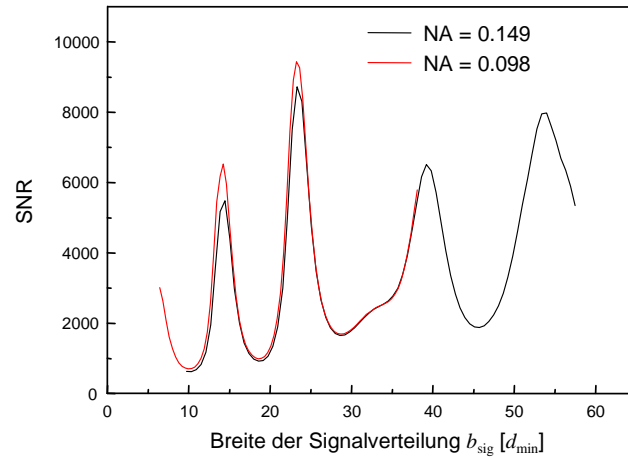


Abb. 3.19: Abhängigkeit des im IFTA erreichten SNR für festes $\omega_f = d_{\text{min}}$ von der Breite der Signalverteilung.

te Spot $d_{\text{min}} = 2.04 \mu\text{m}$ und $d_{\text{min}} = 1.33 \mu\text{m}$. Es ist deutlich erkennbar, dass die beiden Kurven nahezu identisch verlaufen – die geringen Unterschiede sind rein numerischer Natur.

Die oben zusammengefassten Ergebnisse sind also nicht nur für den speziellen optischen Aufbau gültig, der den Berechnungen zugrundeliegt. Da die in der Signalebene auftretenden Entfernungen relativ zur Ausdehnung des beugungsbegrenzten Spots angegeben sind, besitzen sämtliche Diagramme im Rahmen der paraxialen Optik allgemeine Gültigkeit.

3.4 Toleranz der optischen Funktion

Im Hinblick auf die Herstellung der im Design berechneten Strahlformungselemente soll nun die Toleranz ihrer optischen Funktion gegenüber technologisch bedingten Abweichungen des Oberflächenprofils von der gewünschten Form untersucht werden. Die dafür im Rahmen dieser Arbeit benutzte und untersuchte Technologie ist die Analoglithographie und speziell die Grautonlithographie, deren Anwendung prinzipiell eine genaue Erzeugung kontinuierlicher Oberflächenprofile ermöglicht. Wie im Kapitel 4 deutlich wird, treten aber Profilabweichungen auf, bei denen es sich im Wesentlichen um eine Verzerrung des Oberflächenprofils sowie um systematische und zufällig verteilte Überstrukturen handelt.

Mit dem bereits im vorigen Abschnitt benutzten optischen Aufbau wird für verschiedene, ausgewählte Signalverteilungen untersucht, wie stark sich die optische Funktion, quantifiziert hauptsächlich durch das SNR, in Folge der genannten Profilabweichungen ändert. Anhand dieser Simulationsrechnungen lassen sich verallgemeinerte Aussagen zur Toleranz der optischen Funktion von refraktiven Strahlformungselementen machen.

3.4.1 Skalierung der Profilhöhe

Zunächst soll untersucht werden, wie stark der Einfluss einer linearen Skalierung der Profilhöhe auf die optische Funktion des entsprechenden Strahlformungselementes ist. Diese Art der Profilabweichung beschreibt in erster Näherung den bei der Analoglithographie auftretenden Fehler, der dadurch verursacht wird, dass sich die Prozessparameter bei der Kalibrierung des Zusammenhangs zwischen Strahlungsdosis und resultierender Resisthöhe einerseits und bei der späteren Herstellung des gewünschten Oberflächenprofils andererseits unterscheiden.

Die lineare Skalierung bzw. Verzerrung der Höhe eines Oberflächenprofils mit dem Faktor s resultiert unter Anwendung der Näherung dünner Elemente in einer linearen Verzerrung der Phasenfunktion $\tau(x)$ mit dem gleichen Skalierungsfaktor (Gleichung 2.18). Dies führt im Falle eines Fourieraufbaus und ebener Beleuchtungswelle zu einer lateralen Skalierung der Signalverteilung, wie die Ausführungen am Anfang des Abschnitts 3.3 gezeigt haben (Gleichung 3.12). Liegt dagegen ein Fresnelaufbau vor oder besitzt die Beleuchtungswelle keine ebene Phase, so kommt es zu einer mehr oder weniger starken strukturellen Veränderung der Signalverteilung.

Wie im vorangegangenen Abschnitt wird auch hier zunächst der eindimensionale Fall betrachtet. Als Signal sei zuerst die flat-top-Verteilung mit einer Breite $b_{\text{sig}} = 23.2 d_{\text{min}}$ und der Auflösung $\omega_f = 1.25 d_{\text{min}}$ gewählt. Bei linearer Verzerrung der berechneten Phasenfunktion mit dem Faktor s erhält man den in Abb. 3.20 für $0.8 \leq s \leq 1.2$ dargestellten

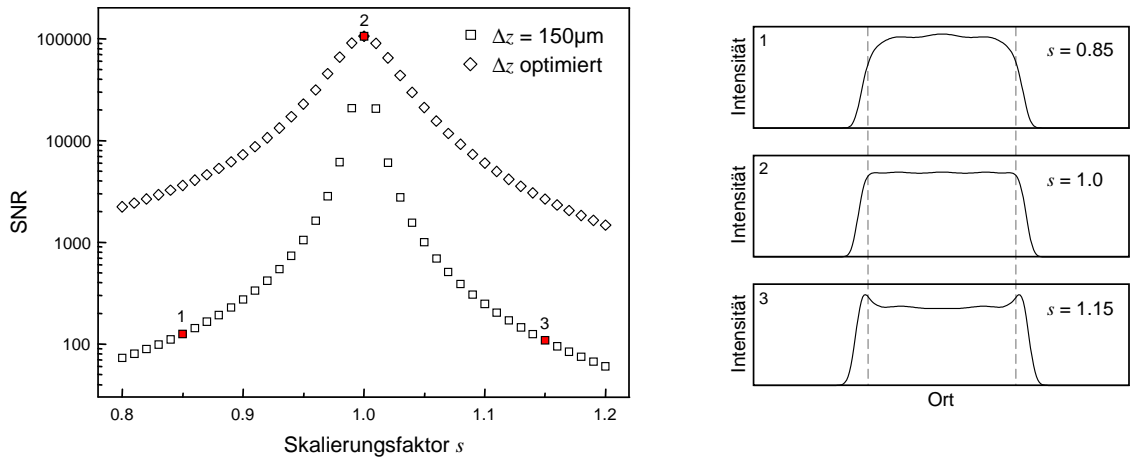


Abb. 3.20: Abhängigkeit des SNR der flat-top-Verteilung von der Skalierung der Elementhöhe. Rechts sind die Intensitätsverteilungen dargestellt, die den rot markierten Punkten entsprechen. Durch Optimierung der Distanz zwischen Taille und Element kann die Toleranz erhöht werden.

Zusammenhang mit der Signalqualität¹⁰. Von dem sehr hohen Ausgangswert sinkt das SNR sehr schnell um zwei Größenordnungen. Zur Illustration der typischen Abweichungen, die die Intensitätsverteilung infolge der Skalierung der Phasenfunktion aufweist, sind auf der rechten Seite der Abbildung Intensitätsverteilungen für Skalierungsfaktoren von $s = 0.85$, 1.0 und 1.15 dargestellt. Für Skalierungsfaktoren $s < 1.0$ ist die Intensitätsverteilung verrundet, während sie für $s > 1.0$ Überhöhungen an den Rändern aufweist.

Wenn der Toleranzbereich willkürlich als das Intervall des Skalierungsfaktors definiert wird, in dem das SNR um höchstens eine Größenordnung absinkt, so ergibt sich hier also ein sehr kleiner Bereich von $0.985 < s < 1.015$. Es muss an dieser Stelle betont werden, dass die Angabe eines Toleranzbereichs immer von den Forderungen einer konkreten Anwendung abhängt. Je nachdem, wie der Grenzwert zwischen akzeptablen und nicht akzeptablen Signalen gewählt wird, erhält man einen größeren oder kleineren Toleranzbereich. Interessant ist aber, dass das angegebene Intervall erweitert werden kann, indem der Abstand zwischen der Element- und der Signalebene für jeden Skalierungsfaktor optimiert wird. Dadurch erhält man in dem gezeigten Beispiel einen deutlich größeren Toleranzbereich von $0.918 < s < 1.075$.

Im Hinblick auf konkrete Anwendungen erscheint als Maß für die Signalqualität eine andere Größe besser geeignet als das SNR. Dies ist die Abweichung der Intensitätsverteilung $|u_{\text{aus}}|^2$ der Ausgabewelle von der gewünschten Signalverteilung i_{sig} innerhalb eines bestimmten Signalfensters. Für das betrachtete Beispiel der flat-top-Verteilung wurde dafür die auf den Maximalwert von i_{sig} bezogene Differenz I_{pv} zwischen maximalem und minimalem Wert der Abweichung $i_{\text{sig}}(x) - |u_{\text{aus}}(x)|^2$ ausgewertet. Das Signalfenster wurde so

¹⁰Die bei Anwendung der Analoglithographie auftretenden relativen Fehler in der Profilhöhe sind i.A. kleiner als 10% und dementsprechend wurde das Intervall für den Skalierungsfaktor s gewählt.

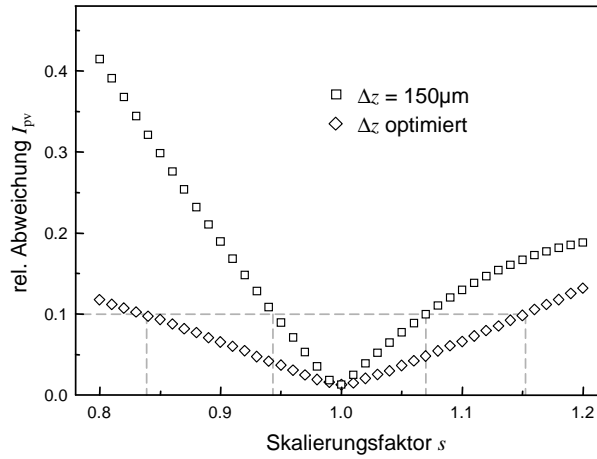


Abb. 3.21: Abhängigkeit der Abweichung der erhaltenen Intensitätsverteilung von der gewünschten flat-top-Verteilung innerhalb eines Bereiches, in dem die gewünschte Signalverteilung um maximal 3% absinkt, von der Skalierung der Elementhöhe. Durch Optimierung der Distanz zwischen Taille und Element kann die anhand der eingezeichneten Hilfslinien ablesbare Toleranz erhöht werden.

gewählt, dass $i_{\text{sig}}(x)$ darin um maximal 3% absinkt. Daraus ergibt sich seine Breite zu $19.7 d_{\text{min}}$ und es enthält etwa 89% der gesamten Intensität.

Wie die Abb. 3.21 zeigt, lässt sich anhand dieser Größe ein deutlich größerer Toleranzbereich angeben. Wird ein Wert von $I_{\text{pv}} = 0.1$ als gerade noch akzeptabel angenommen¹¹, so ergibt sich ein Intervall von $0.945 < s < 1.068$, das sich durch die Optimierung des Abstands Δz auf $0.836 < s < 1.153$ erweitern lässt. Der relative Anteil der im Signalfenster enthaltenen Intensität schwankt bei Variation des Skalierungsfaktors in dem Intervall $0.8 < s < 1.2$ ohne Optimierung von Δz zwischen 94% und 81%, während durch die Optimierung ein nahezu konstanter Wert von 89% erzielt wird.

Die anhand der Abweichung I_{pv} ermittelten Toleranzbereiche für weitere, aus dem vorangegangenen Abschnitt bekannte Signalverteilungen sind in der Tabelle 3.1 zusammengefasst. Es lässt sich daran ablesen, dass die Toleranz refraktiver Strahlformungselemente gegenüber einer Skalierung in jedem Fall durch eine Optimierung des Abstands zwischen Element- und Signalebene erhöht werden kann. Die entsprechenden Intervalle für s vergrößern sich dadurch mindestens um den Faktor 2.5. Dies ist für die Anwendung von analoglithographisch hergestellten Elementen von großer Bedeutung, weil damit technologisch bedingte, lineare Profilabweichungen (Abschnitt 4.3.4) kompensiert werden können.

¹¹Dieses Kriterium wird beispielsweise zur Beurteilung der Homogenität der Referenzwelle bei holographischen Aufnahmen angewendet [61].

Signalverteilung	ω_f	SNR für $s = 1$	Toleranzbereich für s	
			Δz konst.	Δz optimiert
flat-top, $b_{\text{sig}} = 18.2 d_{\text{min}}$	$1.25 d_{\text{min}}$	5200	0.926 ... 1.046	$< 0.8 \dots > 1.2$
flat-top, $b_{\text{sig}} = 23.2 d_{\text{min}}$	$1.25 d_{\text{min}}$	105600	0.945 ... 1.068	0.836 ... 1.153
linear ansteigend	$1.25 d_{\text{min}}$	36000	0.940 ... 1.066	0.832 ... 1.179
zweistufig	$2.3 d_{\text{min}}$	79300	0.953 ... 1.049	0.870 ... 1.154
2 flat-top	$2.4 d_{\text{min}}$	44300	0.958 ... 1.041	0.810 ... 1.230
flat-top, dreieckig	$1.5 d_{\text{min}}$	347700	0.959 ... 1.048	0.865 ... 1.190

Tab. 3.1: Anhand der Abweichung I_{pv} ermittelte Toleranzbereiche des Skalierungsfaktors für verschiedene Signalverteilungen.

3.4.2 Rauheit des Profils

Als nächstes wird untersucht, inwieweit die optische Funktion von Strahlformungselementen durch eine zufällig verteilte Oberflächenrauheit beeinträchtigt wird. Dies ist deshalb von Interesse, weil sich die intrinsische Rauheit von Resistoberflächen, die mit Hilfe der Grautolithographie erzeugt wurden, nicht vermeiden lässt. Um einen Zusammenhang zwischen der Oberflächenrauheit des Elements und der damit erzielbaren Signalqualität zu erhalten, wurde die Rauheit anhand von gemessenen PSD-Funktionen (Abschnitt 4.3.3) simuliert. Dazu wurden zufällige Höhenverteilungen erzeugt und deren Ortsfrequenzspektrum mit der angepassten PSD multipliziert. Die auf diese Weise gefilterte, zufällige Höhenverteilung weist die Charakteristik der realen Oberflächenrauheit des vermessenen Photoresists auf. Mit Hilfe der Gleichung 2.18 wurde diese in eine Phasenfunktion $\tau_{\text{err}}(x, y)$ umgerechnet und durch Addition zu der Phasenfunktion $\tau(x, y)$ des jeweiligen Elements berücksichtigt.

Die Rauheit einer gemessenen Oberfläche $h(x, y)$, die an diskreten Punkten (x_i, y_j) mit $i = 1 \dots N$ und $j = 1 \dots M$ abgetastet wurde, kann durch die Größen

$$R_t = \max_{i,j} h(x_i, y_j) - \min_{i,j} h(x_i, y_j) \quad \text{pv-Wert} \quad (3.19)$$

$$\text{und } R_q = \sqrt{\frac{1}{N \cdot M} \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^M h(x_i, y_j)^2} \quad \text{Standardabweichung} \quad (3.20)$$

charakterisiert werden. Analog dazu geben ψ_{pv} und ψ_{rms} die Differenz zwischen maximalem und minimalem Wert der aus der Rauheit resultierenden Wellenfrontdeformation $\psi(x, y) = \lambda/2\pi \cdot \tau_{\text{err}}(x, y)$ bzw. die entsprechende Standardabweichung an.

Für die mit der simulierten Verteilung $\tau_{\text{err}}(x, y)$ erhaltene Ausgabeverteilung wurden das SNR sowie im Falle einer flat-top-Verteilung als Signal zusätzlich noch die maximale

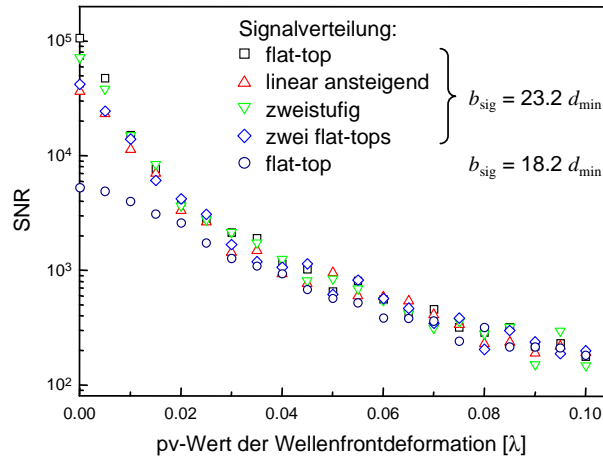


Abb. 3.22: Abhängigkeit des SNR vom pv-Wert der durch $\tau_{\text{err}}(x)$ verursachten Wellenfrontdeformation für unterschiedliche Signalverteilungen.

Schwankung I_{pv} und die Standardabweichung I_{rms} innerhalb eines geeignet gewählten Signalfensters berechnet.

Abbildung 3.22 zeigt das Ergebnis der Rechnungen für unterschiedliche Signalverteilungen, die bereits im vorangegangenen Abschnitt benutzt wurden. Ganz offensichtlich stimmen die SNR-Werte ab einem pv-Wert ψ_{pv} von etwa 0.02λ weitgehend überein, obwohl die Signalqualität ohne Rauheit um mehr als eine Größenordnung schwankt. Dies ist damit zu erklären, dass die durch die Rauheit verursachten Fehler in der Ausgabeverteilung bereits ab einem Wellenfrontfehler von $\psi_{\text{pv}} = 0.02 \lambda = \lambda/50$, größer sind als die allein vom Design resultierenden Fehler. Das SNR wird also im Wesentlichen durch die Oberflächenrauheit festgelegt und ist deshalb, von statistischen Schwankungen abgesehen, unabhängig von der konkreten Signalverteilung. Die gezeigte Abhängigkeit stellt damit eine obere Schranke für die erreichbare Signalqualität dar.

Dies gilt auch im Falle eines veränderten Abstands zwischen Element- und Signalebene, wodurch sich die numerische Apertur und damit die Auflösung des optischen Systems ändern. Um dies zu zeigen, wurden für die oben betrachtete flat-top-Verteilung mit der Breite $b_{\text{sig}} = 23.2 d_{\text{min}}$ Phasenfunktionen für eine erhöhte bzw. verringerte NA des Systems berechnet¹². Da sich mit der NA auch die optische Auflösung ändert, ergibt sich eine Änderung der auf d_{min} bezogenen Breite und Auflösung der Signalverteilung, obwohl $i_{\text{sig}}(x)$ absolut gesehen konstant bleibt. Dadurch ergeben sich deutlich unterschiedliche Werte für das SNR ohne Rauheit. Wie in Abb. 3.23 zu erkennen ist, führt die Rauheit im Falle von $NA = 0.149$ und $NA = 0.098$ (entspricht dem sonst benutzten Aufbau) zu annähernd gleichen Werten für die Signalqualität. Das SNR für $NA = 0.079$ bleibt, ausgehend von

¹²Dazu wurde die Distanz Δz zwischen Element- und Signalebene von $150 \mu\text{m}$ auf $100 \mu\text{m}$ verringert bzw. auf $186 \mu\text{m}$ erhöht.

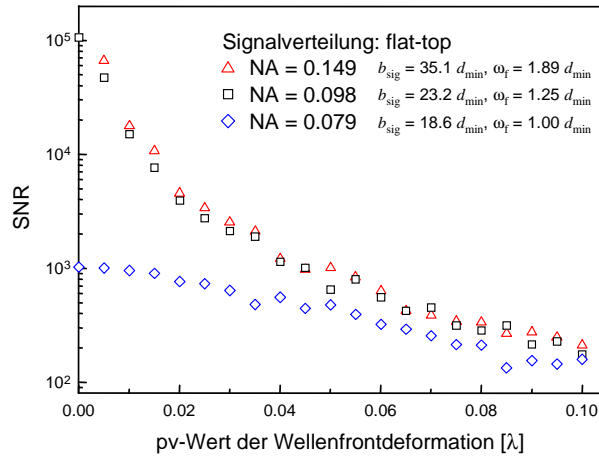


Abb. 3.23: Abhängigkeit des SNR vom pv-Wert der Wellenfrontdeformation für eine flat-top-Verteilung bei unterschiedlicher numerischer Apertur und dementsprechend unterschiedlicher Auflösung d_{\min} des optischen Systems.

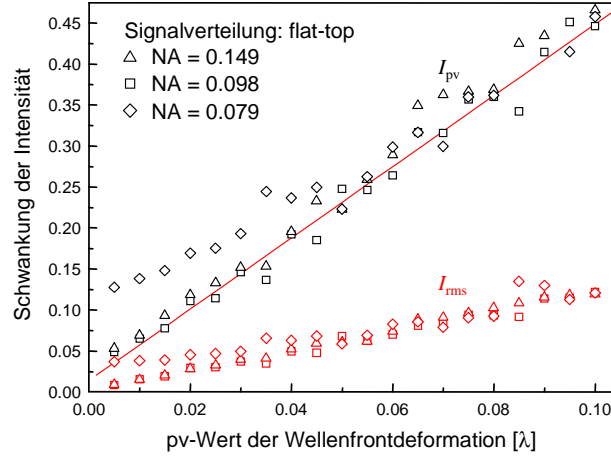


Abb. 3.24: Abhängigkeit der Schwankung der Ausgabeverteilung vom pv-Wert der Wellenfrontdeformation für eine flat-top-Verteilung bei unterschiedlicher numerischer Apertur und dementsprechend unterschiedlicher Auflösung d_{\min} des optischen Systems.

einem relativ geringen Wert, im gesamten Bereich unter den Werten für die beiden anderen numerischen Aperturen und nähert sich diesen mit steigender Rauheit an.

Von praktischer Bedeutung zur Beurteilung der Signalqualität sind im Falle von flat-top-Verteilungen aber vor allem der pv-Wert I_{pv} der Intensitätsverteilung und deren Standardabweichung I_{rms} . Dabei wurde das Signalfenster hier so gewählt, dass ca. 90% der Gesamtintensität enthalten sind. Die Abbildung 3.24 zeigt die ermittelten Zusammenhänge, die wiederum nahezu unabhängig von der numerischen Apertur sind. Nur im Bereich kleiner Rauheitswerte erhält man für $NA = 0.079$ etwas größere Werte I_{pv} und I_{rms} , was wieder mit der bereits ohne Rauheit relativ geringen Signalqualität erklärbar ist. In den anderen Fällen lassen sich lineare Funktionen durch die Messpunkte legen, aus denen sich eine konkrete Abschätzung für die Schwankungen der mit Hilfe eines realen,

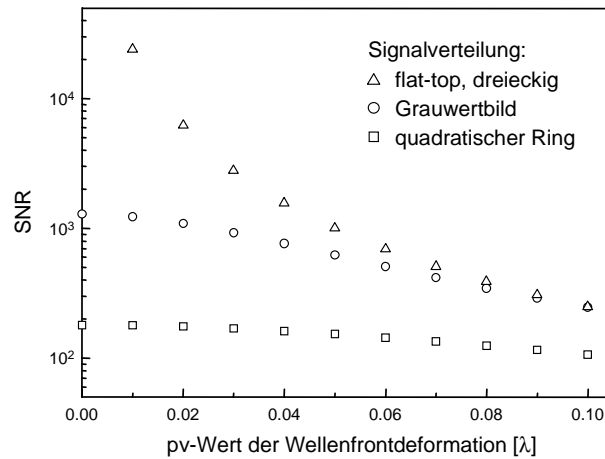


Abb. 3.25: Abhängigkeit des SNR vom pv-Wert der Wellenfrontdeformation für unterschiedliche zweidimensionale Signalverteilungen.

z.B. durch Grautonlithographie hergestellten Strahlformungselementes erzeugten flat-top-Verteilung ergibt. So führt beispielsweise eine Oberflächenrauheit mit $R_t = 50$ nm, was bei $\lambda = 632.8$ nm und $n = 1.5$ einer Wellenfrontdeformation von 0.04λ entspricht, zu einer maximalen Schwankung von $I_{pv} = 0.17$ bzw. einer Standardabweichung von $I_{rms} = 0.047$.

Schließlich bleibt noch zu untersuchen, wie sich eine laterale Skalierung der Beleuchtungswelle auf den Einfluss der Rauheit auswirkt. Dazu wurden unterschiedliche Größen ω_{ein} der Eingabeverteilung gewählt und der Abstand Δz so angepasst, dass die numerische Apertur des optischen Systems konstant blieb. Für jede Konfiguration wurde eine Phasenfunktion berechnet, die jeweils die gleiche, bereits oben benutzte flat-top-Verteilung erzeugt. Für variierenden pv-Wert der Rauheit wurde nun wieder die Schwankung I_{pv} der erzeugten Intensitätsverteilung ermittelt und eine lineare Funktion angepasst. Die entsprechenden Anstiege sind in der Tabelle 3.2 zusammengefasst.

Es ist anhand dieser Werte eine schwache systematische Abhängigkeit zu erkennen, wobei sich der Anstieg von I_{pv} mit steigendem Radius der Beleuchtungswelle verringert.

Analog zu dem Vorgehen im eindimensionalen Fall wurde weiterhin der Einfluss der Ober-

$\omega_{\text{ein}} [\mu\text{m}]$	$\Delta z [\mu\text{m}]$	Anstieg von $I_{pv} [1/\lambda]$
7.4	75	4.02
14.8	150	4.19
29.7	300	4.21
44.5	450	3.88
59.4	600	3.22

Tab. 3.2: Anstieg des pv-Wertes der Intensitätsverteilung für unterschiedliche Größe der Beleuchtungswelle bei konstanter NA.

flächenrauheit auf die Signalqualität im Falle zweidimensionaler Signalverteilungen untersucht. Dazu wurden die in den Bildern 3.10 und 3.18 gezeigten Signalverteilungen und zugehörigen Phasenfunktionen benutzt und die Oberflächenrauheit wieder mit Hilfe der modellierten PSD simuliert. In der Abb. 3.25 ist das SNR in Abhängigkeit vom pv-Wert der Wellenfrontdeformation aufgetragen und man findet für die dreieckige flat-top-Verteilung, die ohne Rauheit mit sehr hoher Signalqualität erzeugt wird, den vom eindimensionalen Fall bekannten Verlauf. Da das SNR mit den Werten I_{pv} bzw. I_{rms} in Zusammenhang steht, muss die Schwankung der erhaltenen Intensitätsverteilung auch in diesem Fall dem oben ermittelten linearen Zusammenhang gehorchen. Für die anderen beiden Signalverteilungen ergeben sich niedrigere SNR-Werte, weil die Signalqualität ohne Rauheit bereits deutlich kleiner ist. Da das SNR hier aber mit wachsender Rauheit weniger absinkt, nähern sich die Werte einander an.

3.4.3 Überstrukturen der Resistoberfläche

Systematische Überstrukturen des Oberflächenprofils führen aufgrund der Zuordnung zwischen der Intensitätsverteilung der Eingabe- und der Ausgabewelle zu lokalisierten Abweichungen von der gewünschten Signalverteilung. Für die optische Funktion besteht daher prinzipiell kein Unterschied zwischen systematischen und zufällig verteilten Überstrukturen. Der Zusammenhang zwischen dem pv-Wert der Profilabweichung und der maximalen Schwankung I_{pv} der erhaltenen Intensitätsverteilung entspricht der für die Rauheit ermittelten linearen Abhängigkeit.

In der Abbildung 3.26 ist anhand eines Profilschnittes durch die erhaltene Intensitätsverteilung in der Signalebene zu erkennen, wie sich die in Abschnitt 4.1 behandelten Überstrukturen auf die optische Funktion eines Strahlformungselementes auswirken. In diesem Beispiel wurden die Phasenfunktionen eines Strahlformungselementes und der in Abb. 4.4 dargestellten, bei der Erzeugung einer ebenen Resistoberfläche mit Hilfe der Grautonlithographie aufgetretenen Überstrukturen überlagert. Der Durchmesser des Elements beträgt $300\ \mu\text{m}$ und die Überstruktur weist eine Periode von $100\ \mu\text{m}$ auf. Die durch die Überstrukturen verursachte Deformation der Wellenfront liegt bei etwa 0.12λ und die resultierende Abweichung der Intensitätsverteilung von der gewünschten sechseckigen flat-top-Verteilung beträgt in dem hier ausgewählten Profil $I_{pv} = 0.39$. Dieser Wert wird bei Betrachtung der gesamten zweidimensionalen Intensitätsverteilung noch größer ausfallen und damit stimmt dieses Ergebnis sehr gut mit den oben für die Rauheit gewonnenen Resultaten überein.

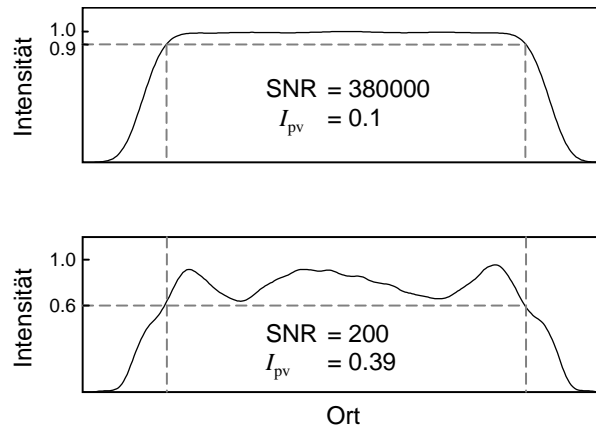


Abb. 3.26: Beeinflussung der optischen Funktion eines Strahlformungselementes durch Überstrukturen des Resistprofils. Die Intensitätsverteilung der simulierten Ausgabewelle (unten) weicht deutlich vom gewünschten Signal der flat-top-Verteilung (oben) ab. Das zugehörige SNR sinkt von 380000 auf 200 ab.

3.4.4 Zusammenfassung

Die gewonnenen Ergebnisse zeigen, dass die Toleranz der optischen Funktion von refraktiven Strahlformungselementen gegenüber den betrachteten Abweichungen des Oberflächenprofils von der gewünschten Form differenziert zu betrachten ist. Dabei ist es nicht möglich, allgemein gültige Toleranzbereiche anzugeben, da die Definition der Grenze zwischen akzeptablen und nicht akzeptablen Signalen stark von der konkreten Anwendung abhängt. Dennoch lassen sich folgende Aussagen treffen.

Im Falle der Skalierung des Profils wurde gezeigt, dass die Toleranz der optischen Funktion unabhängig von der Definition eines Grenzwerts für die Signalqualität durch Anpassung des optischen Aufbaus (Optimierung des Abstands zwischen Element- und Signalebene) deutlich erhöht werden kann. Am Beispiel eines Strahlformungselementes, das eine flat-top-Verteilung realisiert, konnte durch die Optimierung von Δz eine Verdopplung des anhand der Schwankung der Intensitätsverteilung gemessenen Toleranzbereichs registriert werden. Allerdings hängt die Definition des Toleranzbereichs von den Anforderungen einer konkreten Anwendung ab.

Der Einfluss von Überstrukturen auf die optische Funktion erweist sich, nahezu unabhängig von der zu realisierenden Signalverteilung, als sehr stark. Man erhält bereits bei sehr geringen Werten für die Rauheit des Oberflächenprofils von 0.02λ eine Begrenzung der Signalqualität durch die verursachten Abweichungen der Intensitätsverteilung der Ausgabewelle. Dies ist auch unabhängig von der numerischen Apertur des optischen Aufbaus. Für flat-top-Verteilungen wurde eine direkte Abhängigkeit $I_{pv} \approx 4 \cdot \psi_{pv} / \lambda$ der Amplitude der Intensitätsschwankungen vom pv-Wert der Wellenfrontdeformation gefunden, der sich geringfügig mit einer lateralen Skalierung der Beleuchtungswelle ändert.

Kapitel 4

Untersuchungen zum Potenzial der Analoglithographie

Im folgenden Kapitel wird anhand von zwei ausgewählten Verfahren der Analoglithographie, dem Elektronenstrahlschreiben mit variabler Dosis und vor allem der Grautonlithographie mit HEBS-Glas, dargestellt, inwieweit die Forderungen der optischen Anwendungen hinsichtlich der Präzision des Oberflächenprofils, der Rauheit und der Auflösung erfüllt werden können.

4.1 Analyse der Überstrukturen beim Elektronenstrahlschreiben

4.1.1 Der Elektronenstrahlschreiber ZBA 23H

Sämtliche für diese Arbeit relevanten Elektronenstrahlbelichtungen zur Direktbelichtung von Elektronenresist oder zur Erzeugung einer Grautonmaske für die Grautonlithographie mit HEBS-Glas erfolgten mit Hilfe des Elektronenstrahlschreibers ZBA 23H (Leica Microsystems GmbH). Dieses Gerät arbeitet mit einer Beschleunigungsspannung von 40 kV (umschaltbar auf 20 kV) und einem „variable shape beam“. Durch die Wirkung des elektronenoptischen Systems aus Abbildungslinsen und Winkelblenden besitzt der Elektronenstrahl in der Substratebene einen rechteckigen Querschnitt und eine homogene¹ Stromdichteverteilung. Die Kantenlängen dieses Shapes (Formats) können innerhalb von 1 μs unabhängig voneinander zwischen 0.1 μm und 3.1 μm variiert werden, wobei die Stromdichte des Elektronenstrahls konstant bleibt. Ein zu belichtendes Muster wird in

¹Die Breite des Randabfalls der Stromdichteverteilung liegt bei etwa 100 nm.

Formate mit maximaler Größe zerlegt, um eine zeiteffektive Belichtung zu erreichen. Die Positionierung der Formate erfolgt innerhalb eines $100\,\mu\text{m} \times 100\,\mu\text{m}$ großen sogenannten Teilarbeitsfeldes (TAF) mit Hilfe eines elektrostatischen Ablenksystems. Die benötigte Positionierzeit hängt von der Strahlauslenkung relativ zur ursprünglichen Position ab und liegt bei $\Delta t_{\text{TAF}} \geq 1.5\,\mu\text{s}$. Ein zweites Ablenkssystem positioniert das TAF innerhalb eines $1.6\,\text{mm} \times 1.6\,\text{mm}$ großen Arbeitsfeldes (AF)². Diese elektromagnetische Ablenkung ist deutlich langsamer und die Positionierzeit beträgt $\Delta t_{\text{AF}} \geq 30\,\text{ms}$. Beide Ablenkssysteme sind so zu justieren, dass die Formate bzw. die TAFs lückenlos aneinander stoßen³. Eine Positionierung über die Grenzen des Arbeitsfeldes hinaus erfolgt durch Bewegung des x-y-Tisches, die durch Laserinterferometer mit einem Inkrement von $\lambda/64 \approx 10\,\text{nm}$ kontrolliert wird.

Die bei der Belichtung eines einzelnen Formats eingebrachte Dosis D wird mit einem Inkrement von $25\,\text{ns}$ über die Belichtungszeit t_e gesteuert, die sich mit der Stromdichte j aus $t_e = D/j$ ergibt. Der gewünschte Wert für die Stromdichte wird vor der Belichtung eines Datensatzes fest eingestellt. Während der Belichtung erfolgt in gewissen Zeitabständen eine Strommessung, um Stromschwankungen durch Anpassung der Belichtungszeit ausgleichen zu können. Die ZBA 23H erlaubt innerhalb eines Datensatzes die Verwendung von 16 Dosisstufen $D_1 \dots D_{16}$, die jeweils dem Vielfachen ($1/10 \dots 255/10$) einer einstellbaren Grunddosis D_0 entsprechen.

Obwohl das „variable dose“-Schreiben vom Gerät nicht direkt unterstützt wird, ist diese Art der Belichtung grundsätzlich möglich, wobei die Belichtung der gewünschten Dosisverteilung $D(x, y)$ auf zwei unterschiedlichen Wegen erfolgen kann. Zum einen gibt es die Möglichkeit, die an einer bestimmten Stelle zu belichtende Dosis in einem Schritt einzubringen. Dabei ist aber die maximale Anzahl von 16 Dosiswerten zu beachten. Zum anderen kann die Dosis auch aus einer bestimmten Anzahl von Einzelbelichtungen mit geringer Grunddosis zusammengesetzt werden. Abbildung 4.1 zeigt beide Möglichkeiten, die grundsätzlich auf der Approximation von $D(x, y)$ durch eine quantisierte Dosisverteilung

$$D_q(x, y) = D_i \quad \text{mit} \quad |D(x, y) - D_i| = \min_{j=1 \dots 16} |D(x, y) - D_j| \quad (4.1)$$

beruhen. Die diskreten Dosiswerte D_i müssen dabei nicht äquidistant sein. Bei der ersten Variante werden die nacheinander zu belichtenden Muster durch die Bedingung $D_q(x, y) = D_i$ definiert (Abb. 4.1a). Da die entstehenden Muster relativ klein sein können, ist die minimale Formatgröße zu beachten. Bei der zweiten Variante erfolgt die Definition der Belichtungsmuster durch die Bedingung $D_q(x, y) \geq D_i$ (Abb. 4.1b). Dabei entstehen

²Die angegebenen Größen für das Format, das TAF und das AF gelten für die Beschleunigungsspannung von $40\,\text{kV}$.

³Im justierten Zustand tritt an den Stoßstellen der Formate bzw. der TAFs trotz des Randabfalls der Stromdichteverteilung im Format keine Schwankung der Dosis auf.

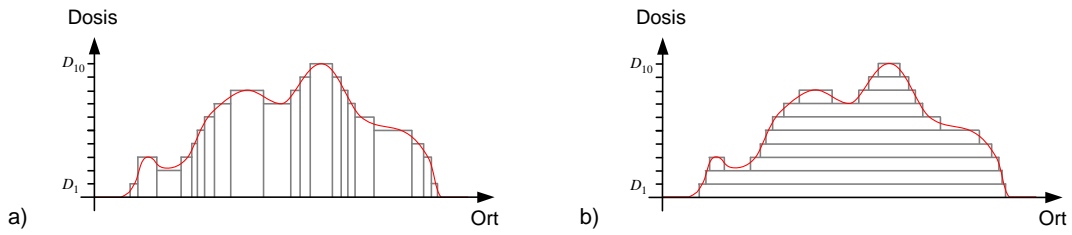


Abb. 4.1: Beispiel für die Möglichkeiten zur Zerlegung einer gegebenen Dosisverteilung $D(x, y)$. Die durch die Quantisierung von $D(x, y)$ entstehenden Gebiete mit konstanter Dosis können einzeln belichtet werden a). Dabei wird die entsprechende Dosis in einem Belichtungsschritt eingebracht. Es ist aber auch möglich, diese Dosis durch mehrfache Belichtung einer Grunddosis einzubringen. Dann können bei jeder Teilbelichtung die Gebiete zusammengefasst werden, in denen der quantisierte Dosiswert noch nicht erreicht ist b).

i.A. deutlich größere Muster, die durch das „variable shape beam“-Schreiben zeiteffektiv belichtet werden können. Diese Zerlegung der Dosisverteilung in sogenannte Layer mit geringer Grunddosis wurde bei allen im Rahmen dieser Arbeit ausgeführten Elektronenstrahlbelichtungen angewandt.

4.1.2 Intermittenzeffekt

Bei der Untersuchung der Grautonlithographie wurde festgestellt, dass die mit einer bestimmten Elektronendosis erzielte optische Dichte (negativer dekadischer Logarithmus der Transmission, „Schwärzung“) von HEBS-Glas abhängig vom zeitlichen Regime des Dosisetrags ist [56], [62]. Dies ist messbar anhand der bei Benutzung des Glases als Grautonmaske erhaltenen normierten Profilhöhe. So führt eine durch Pausen unterbrochene Belichtung zu einer höheren Schwärzung als die ununterbrochene Belichtung mit gleicher Stromdichte. Dieser sogenannte Intermittenzeffekt kann anschaulich durch die lokale Veränderung der Gleichgewichtsverhältnisse im Glas während der Belichtung erklärt werden. Es sei zu diesem Zweck die Belichtungseffizienz ε als die Anzahl der Ag^+ -Ionen definiert, die durch jedes in die sensitive Schicht des Glases eingebrachte Elektron reduziert werden. Im Ausgangszustand nimmt diese Belichtungseffizienz einen Wert ε_0 an. Nach Einschalten des Belichtungsstromes wird das chemische Gleichgewicht des Glases in dem belichteten Gebiet gestört, indem Elektronen mit hoher Energie eingebracht werden. Über nicht näher bekannte Zwischenzustände erfolgt dadurch die Reduktion der in Silber-Alkali-Halogenid-Komplexverbindungen vorliegenden Ag^+ -Ionen. Infolgedessen sinkt ε auf einen neuen Gleichgewichtswert ε_1 ab und steigt nach Abschalten des Stromes wieder auf den alten Wert an (Abb. 4.2). Da die erzielte Schwärzung mit der Anzahl erzeugter Ag-Atome zusammenhängt, ist sie in erster Näherung proportional zum zeitlichen Integral des Produkts aus Stromdichte und Belichtungseffizienz $\int_0^t j(\tau) \cdot \varepsilon(\tau) d\tau$. Die

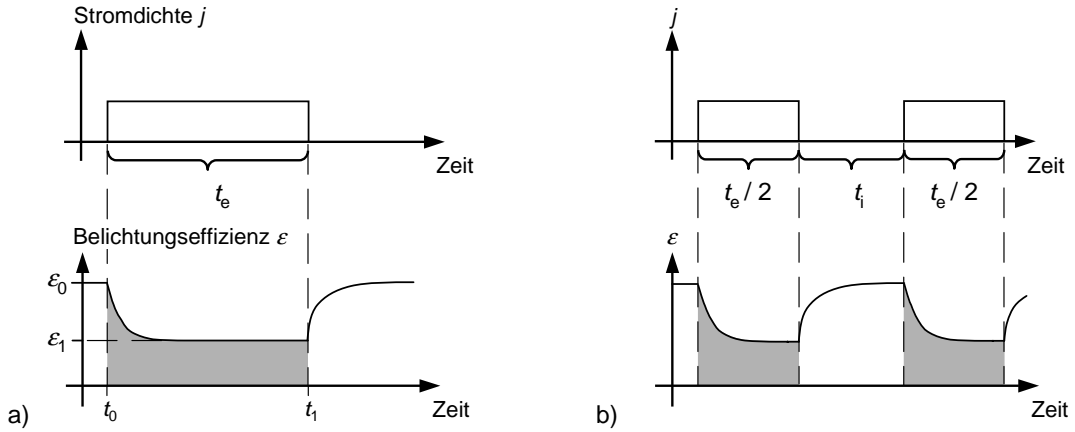


Abb. 4.2: Anschauliches Modell des Zeitverhaltens der Belichtungseffizienz ε vor, während und nach der Elektronenstrahlbelichtung. Die durch eine Pause unterbrochene Belichtung b) erzielt eine höhere Wirkung als die ununterbrochene Belichtung gleicher Dauer a).

Unterbrechung der Belichtung führt zu einer Erhöhung der Schwärzung, weil das Integral durch die Erhöhung der Belichtungseffizienz während der Pause größer ist (Abb. 4.2).

Dieser in [56] zunächst für das HEBS-Glas untersuchte Effekt tritt ebenfalls bei der Direktbelichtung von Elektronenstrahlresists auf. Das erläuterte Modell ist auch hier anwendbar, wenn die Belichtungseffizienz als die Anzahl der Kettenbrüche betrachtet wird, die jedes eingebrachte Elektron induziert. Zur Quantifizierung des Intermittenzeffekts an dem Elektronenstrahlresist PMMA (Polymethymetacrylat) wurden Testfelder mit einer Größe von $100\,\mu\text{m} \times 100\,\mu\text{m}$ mit einer konstanten Elektronendosis von jeweils $D = 60\,\mu\text{C}/\text{cm}^2$ belichtet. Der Gesamtdosis D entspricht bei der Stromdichte j eine Belichtungszeit von $t_e = D/j$, die in N Einzelbelichtungsschritten von unterschiedlicher Dauer $\Delta t = t_e/N$ zerlegt wurde. Die Pause t_i zwischen aufeinanderfolgenden Belichtungsschritten war dabei variabel. Gemessen wurde für jedes Testfeld der Resistabtrag, d.h. die Höhendifferenz zwischen unbelichtetem Bereich und Testfeld nach der Entwicklung. Die Ausgangsschichtdicke betrug 600 nm.

Im ersten Experiment erfolgte die Belichtung der Gesamtdosis in $N = 2 \dots 60$ Einzelbelichtungsschritten entsprechend $\Delta t = 100 \dots 3.3\,\mu\text{s}$. Die Pausenzeit war durch die Positionierzeit des TAF bestimmt und lag daher bei $t_i > 30\,\text{ms}$, die benutzte Stromdichte betrug $0.3\,\text{A}/\text{cm}^2$. Abbildung 4.3a zeigt den ermittelten Zusammenhang zwischen dem Resistabtrag und der Einzelbelichtungszeit Δt , wobei der Messwert für Δh auf den maximalen Resistabtrag normiert wurde. Zu erkennen ist, dass der normierte Resistabtrag deutlich mit wachsender Einzelbelichtungszeit abnimmt und Δh für $\Delta t = 100\,\mu\text{s}$ bei etwa 72% des Wertes für die kürzeste Einzelbelichtungszeit von $\Delta t = 3.3\,\mu\text{s}$ liegt. Dabei ist zu bemerken, dass für $\Delta t = t_e = 200\,\mu\text{s}$ entsprechend $N = 1$ kein Messwert vorliegt, der vermutlich noch geringfügig kleiner sein wird.

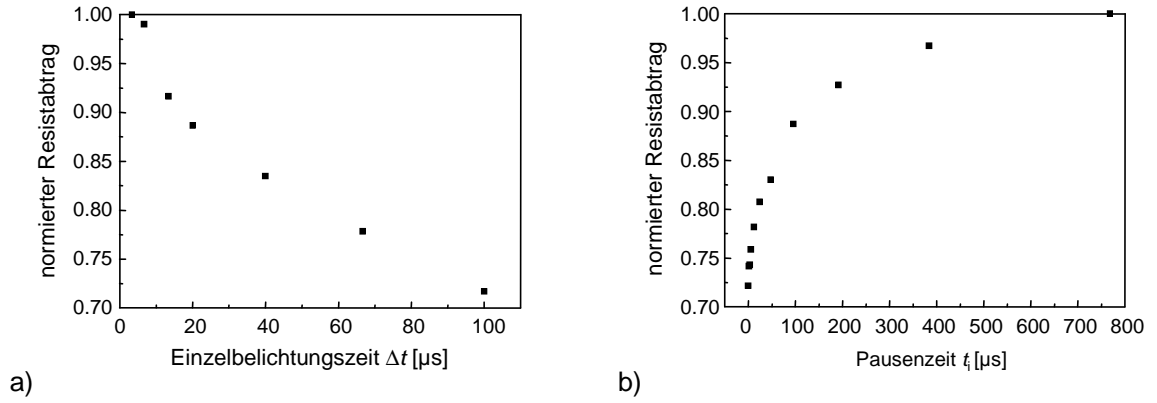


Abb. 4.3: Messung des Intermittenzeffekts bei Elektronenresist am Beispiel einer 600 nm dicken PMMA-Schicht. Der bei konstanter Gesamtdosis erzielte Resistabtrag wurde in Abhängigkeit von der Einzelbelichtungszeit Δt a) und der Pausenzeit t_i zwischen zwei aufeinanderfolgenden Einzelbelichtungen b) ermittelt.

Zur Bestimmung des Relaxationsverhaltens wurde im zweiten Experiment mit einer konstanten Einzelbelichtungszeit t_i gearbeitet und die Gesamtdosis D in $N = 60$ Einzelbelichtungsschritte zerlegt. Dabei erfolgte eine Gruppierung in je zwei aufeinanderfolgende Einzelbelichtungen, die durch eine variable Pausenzeit von $t_i = 0 \dots 768 \mu s$ getrennt waren, während die Pausenzeit zwischen diesen Gruppen dem Wert des vorigen Experiments entsprach. Das Diagramm in Abb. 4.3b zeigt wiederum den normierten Resistabtrag in Abhängigkeit von der Pausenzeit. Zu sehen ist ein Anstieg des normierten Resistabtrags von etwa 72% bei $t_i = 0$ auf 100% bei $t_i = 768 \mu s$. Dabei ist die Normierung⁴ hier willkürlich festgelegt und der Verlauf der Messwerte lässt einen weiteren Anstieg für längere Pausenzeiten vermuten.

Bemerkenswert ist die Tatsache, dass das Absinken des Resistabtrags, und damit der Belichtungseffizienz, mit wachsendem Δt schneller erfolgt als der Anstieg mit wachsendem t_i . Dies entspricht dem Ergebnis für das HEBS-Glas (vgl. [56]), wobei der ermittelte Zusammenhang für das Absinken des Resistabtrags mit Δt beim PMMA einen etwas anderen funktionalen Verlauf als im Falle von HEBS-Glas zeigt. Während dort ein exponentieller Abfall registriert worden ist, dominiert hier ein linear abfallender Term. Ein direkter Vergleich der ermittelten Zeitskalen für das Absinken der Belichtungseffizienz bei den hier gezeigten Untersuchungen von PMMA und bei der Untersuchung von HEBS-Glas ist deshalb nicht möglich, wobei aber die Größenordnung übereinstimmt⁵.

Da auch die Zeitskalen für die Relaxation der Belichtungseffizienz annähernd gleich sind, liegt die Vermutung nahe, dass der gemessene Effekt nicht ausschließlich materialspezi-

⁴Die für die anschauliche Darstellung der Ergebnisse benutzte Normierung ist für beide Experimente unterschiedlich, d.h. die Absolutwerte für den Resistabtrag von 100% sind verschieden.

⁵Die für HEBS-Glas ermittelte Zeitkonstante des Absinkens der Belichtungseffizienz liegt bei $12 \mu s$ [56]

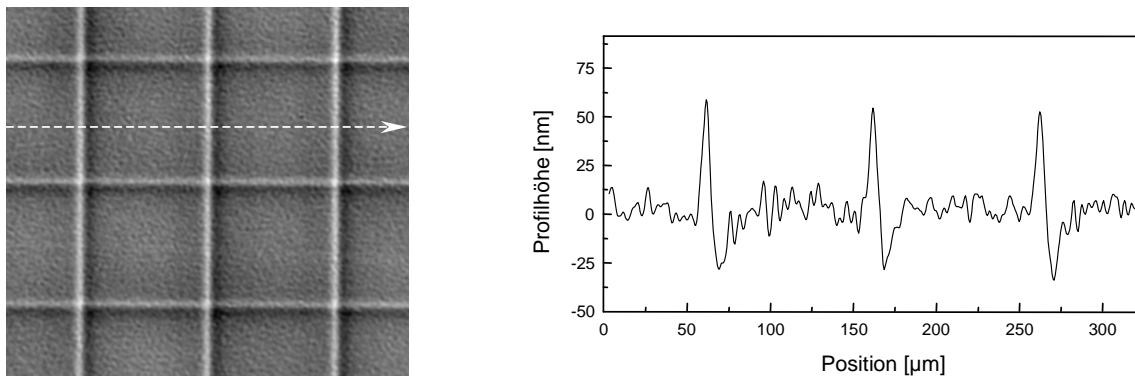


Abb. 4.4: Auswirkung des Intermittenzeffektes in der Grautonalithographie. Die erhöhte Schwärzung der HEBS-Glas-Maske an den Stoßstellen der Teilarbeitsfelder der ZBA führt zu einer Überstruktur des Resistprofils mit einem pv-Wert von 160 nm.

fisch ist, sondern auch bestimmte maschinenspezifische Charakteristika im Belichtungsablauf offenbart. Diese Vermutung kann aber entkräftet werden, indem mögliche Ursachen eines „Geräteeffekts“ betrachtet werden. Direkten Einfluss auf die Belichtungswirkung haben neben der Belichtungseffizienz ε die Stromdichte j und die Einzelbelichtungszeit Δt . Das Absinken des Resistabtrags mit Δt könnte also beispielsweise auch durch eine zu Beginn jeder Formatbelichtung auftretende Überhöhung der Stromdichte oder einen systematischen Fehler von Δt (konstanter offset) hervorgerufen werden. Damit wäre jedoch kein Anstieg des Resistabtrags durch die Erhöhung der Pausenzeit erklärbar. Desweiteren könnte die Belichtungswirkung indirekt über die aufgrund des Energieeintrags während der Belichtung erhöhte Temperatur beeinflusst werden. Da die Erhöhung der Temperatur eine erhöhte Belichtungseffizienz zur Folge hat [44], führt dieser thermische Effekt aber gerade zu einem umgekehrten Verhalten. Längere Einzelbelichtungszeiten und kürzere Pausen würden dann zu einer höheren Belichtungswirkung führen.

Somit liegt die Ursache für den Intermittenzeffekt in den physikalisch-chemischen Eigenschaften des belichteten Materials begründet. Es wird davon ausgegangen, dass während der Belichtung eine reversible Änderung der Gleichgewichtsverhältnisse im Material stattfindet, wodurch die Belichtungseffizienz ε herabgesetzt wird. Nach Abschalten der Belichtung kommt es in einem Relaxationsprozess wieder zur Einstellung des ursprünglichen Gleichgewichts und dem Ausgangswert von ε .

Als Konsequenz aus den gemessenen Abhängigkeiten ist zu schlussfolgern, dass der Intermittenzeffekt insbesondere beim arbeitsfeldorientierten „variable shape beam“-Schreiben zu einer inhomogenen Abweichung der Belichtungswirkung⁶ führt. Bei der Belichtung ei-

⁶Der intuitive Begriff Belichtungswirkung bezeichnet sowohl die durch die Elektronenstrahlbelichtung hervorgerufene Erhöhung der optischen Dichte von HEBS-Glas als auch die Änderung der Lösegeschwindigkeit von Elektronenresist.

ner homogenen Dosisverteilung entstehen aufgrund des diskontinuierlichen Dosiseintrags⁷ Überstrukturen, die sich in einer entsprechenden Rauheit der Resistoberfläche zeigen. Dies gilt sowohl für die Elektronenstrahl-Direktbelichtung als auch für die Grautonlithographie mit einer HEBS-Glas-Maske. In Abb. 4.4 ist dies am Beispiel einer Photoresistoberfläche dargestellt. Die deutlichen Überhöhungen von etwa 60 nm verlaufen in regelmäßigen Abständen von $100\text{ }\mu\text{m}$ und sind durch die TAF-Grenzen der Elektronenstrahlbelichtung der HEBS-Glas-Maske verursacht worden. An diesen Stellen erfolgt der Dosiseintrag durch benachbarte Formatbelichtungen (Randabfall der Stromdichteverteilung im Format, Proximityeffekt), die im Gegensatz zu aneinander grenzenden Formaten innerhalb des TAFs durch eine Pause von $t_i > 30\text{ ms}$ getrennt sind. Dadurch ist die Belichtungswirkung an den TAF-Grenzen erhöht, was in einer erhöhten Schwärzung des HEBS-Glases resultiert und schließlich zu der Überhöhung der Resistoberfläche führt.

Aufgrund der höheren Auflösung der Elektronenstrahlolithographie zeigt die Resistoberfläche hier wesentlich mehr Überstrukturen, die durch Berechnung der spektralen Leistungsdichteverteilung (PSD) (Abb. 4.5) ausgewertet werden können. In dem gezeigten Beispiel wurde der Elektronenresist ARP 610 auf einer Fläche von $500\text{ }\mu\text{m} \times 500\text{ }\mu\text{m}$ mit konstanter Dosis belichtet und anschließend entwickelt sowie interferometrisch vermessen. Die Belichtungsdosis wurde durch wiederholte Belichtung (jeweils über die gesamte Fläche) einer Grunddosis von $1\text{ }\mu\text{C}/\text{cm}^2$ eingebracht. In der Abbildung ist zu erkennen, dass die Rauheit in Abhängigkeit von der Belichtungsdosis steigt. Jeder Peak der PSD kann einer periodischen Überstruktur zugeordnet werden, die durch sämtliche systematischen, ortsabhängigen Änderungen in den Zeiten Δt und t_i hervorgerufen werden. Durch Auswertung vieler Proben wurden folgende Ursachen identifiziert:

1. Innerhalb eines großen Formats ändert sich Δt , weil an dessen Rand eine Überlappung mit dem Nachbarformat auftritt, während die Belichtung in der Mitte in nur einem Schritt erfolgt.
2. Die Benutzung einer speziellen Datenstruktur innerhalb eines TAFs (Matrixbefehl) führt zur Erhöhung von t_i an den Grenzen dieser Struktur.
3. Der für die Ablenkung des Elektronenstrahls innerhalb eines TAFs verantwortliche D/A-Wandler verursacht Unterschiede in der Positionierzeit der Formate, die vom Bitmuster der Position abhängen.
4. An den Grenzen von TAF und AF wird die Pausenzeit t_i deutlich erhöht.

⁷Auch bei der Belichtung mit einem fokussierten Elektronenstrahl erfolgt der Dosiseintrag senkrecht zur Schreibrichtung nicht kontinuierlich. Wegen des geringen und konstanten Strahldurchmessers hat dies aber keine Auswirkungen auf die Homogenität der Belichtung

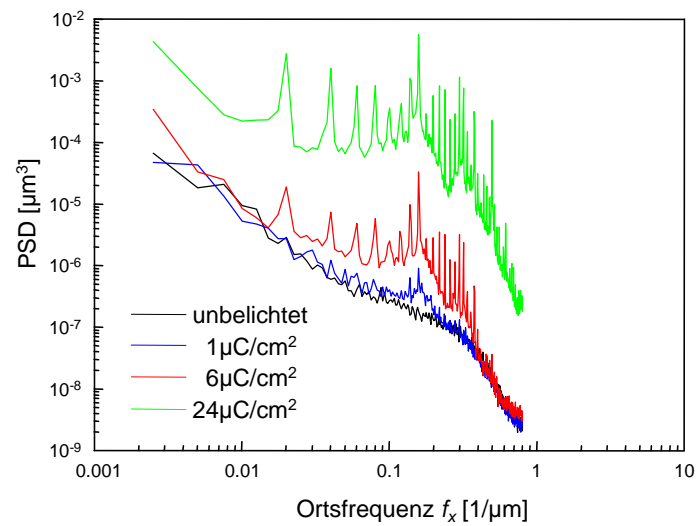


Abb. 4.5: PSD-Funktionen von Oberflächen von ARP 610 nach Elektronenstrahl-Direktbelichtung mit unterschiedlicher Elektronendosis.

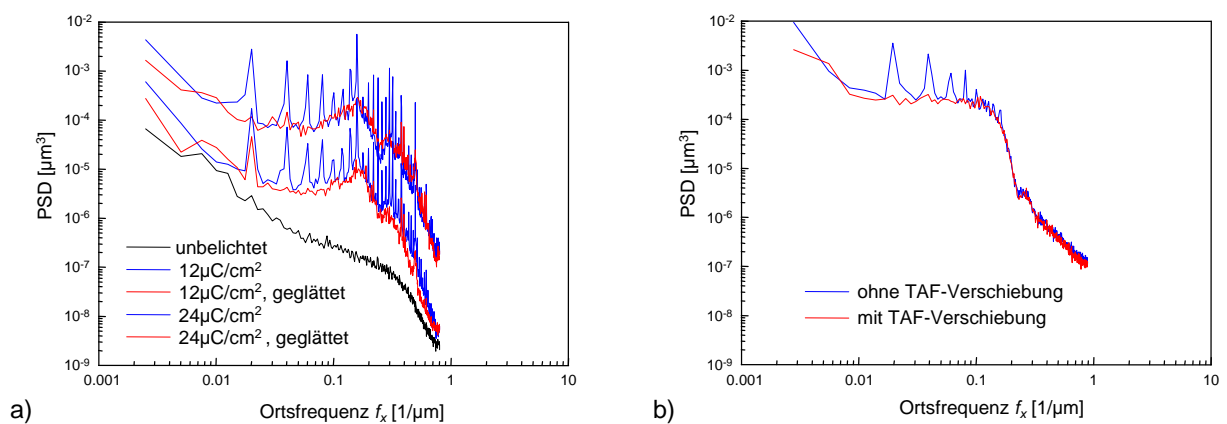


Abb. 4.7: PSD-Funktionen von Resistoberflächen, die durch Elektronenstrahl-Direktbelichtung bzw. Grautolithographie hergestellt wurden. Der Resist ARP 610 wurde mit unterschiedlicher Elektronendosis sowie mit und ohne TAF-Verschiebung belichtet. Zum Vergleich ist die PSD der unbelichteten Resistoberfläche dargestellt a). Zur Belichtung des Photoresists AZ 4562 wurde eine HEBS-Glas-Maske benutzt, die ebenfalls mit und ohne TAF-Verschiebung belichtet wurde b).

Um die genannten Maßnahmen umsetzen zu können, wurde speziell für die Belichtung von Dosisverteilungen ein Programm entwickelt, das symbolische Belichtungsdaten für die ZBA 23H erzeugt. Damit ist die Herstellung von beliebigen Resistoberflächen möglich, bei denen periodische Überstrukturen vollständig unterdrückt sind. Um die Wirksamkeit der TAF-Verschiebung zu überprüfen, wurden sowohl in Elektronenresist als auch in HEBS-Glas Flächen mit einer Größe von jeweils $500\,\mu\text{m} \times 500\,\mu\text{m}$ mit konstanter Dosis belichtet. Die Gesamtdosis setzte sich aus der entsprechenden Anzahl von Layern mit der Grunddosis $1\,\mu\text{C}/\text{cm}^2$ zusammen und von Layer zu Layer wurde das TAF in beiden Koordinatenrichtungen um $2.55\,\mu\text{m}$ verschoben. Aus den vermessenen Oberflächenprofilen wurde die eindimensionale PSD berechnet. Die Bilder 4.7a und b zeigen die Ergebnisse für den direktbelichteten Elektronenresist ARP 610 bzw. für den Photoresist AZ 4562 nach Grautolithographie mit einer entsprechend belichteten HEBS-Glas-Maske. Die Elektronenstrahlbelichtung sowohl der $3\,\mu\text{m}$ dicken ARP-Schicht als auch der HEBS-Glas-Maske erfolgte mit einer Stromdichte von $0.8\,\text{A}/\text{cm}^2$ und einer Formatgröße von $1.0\,\mu\text{m} \times 1.0\,\mu\text{m}$. Die Belichtung der ca. $12\,\mu\text{m}$ dicken Photoresistschicht erfolgte mit einer Belichtungszeit von 24 s und einer Entwicklungszeit von 3:45 min. Es ist in beiden Diagrammen zu erkennen, dass die durch periodische Überstrukturen verursachten Peaks vollständig unterdrückt werden konnten.

4.3 Grautolithographie

Die Grautolithographie unter Benutzung einer HEBS-Glas-Maske wird derzeit hauptsächlich zur Herstellung optischer Elemente, wie diffraktiver Linsen [63], Blaze-Gitter [64], und sphärischer Linsen [65, 66] sowie integriert optischer Elemente zur Einkopplung von Licht aus Fasern in Wellenleiter [67, 68] eingesetzt. Dabei wird in einer zunehmenden Anzahl von Arbeiten die Verwendung von Sol-Gel-Materialien anstelle des Photoresists publiziert [64–66, 69, 70]. Diese Materialien besitzen den Vorteil einer hohen optischen Qualität und geringer Absorption sowie einer guten mechanischen und thermischen Stabilität. Hergestellte Elemente können direkt verwendet werden, während bei Benutzung von Photoresist noch ein Proportionalübertrag durch Trockenätzprozesse oder die Abformung in geeignete Materialien notwendig ist [60]. Jedoch wird das Potenzial der Grautolithographie (und beispielsweise auch des Laserschreibens) zur Erzeugung beliebiger, kontinuierlicher Oberflächenprofile in Verbindung mit optischen Anwendungen zur Strahlformung bislang nicht ausgeschöpft. In dem folgenden Abschnitt werden deshalb die wesentlichen Spezifikationen dieser Technologie, die aus vielfältigen Untersuchungen gewonnen wurden, dargestellt.

4.3.1 Kalibrierung und Genauigkeit

Die Abbildung 4.8 zeigt beispielhaft eine sogenannte Kalibrierkurve für den Zusammenhang zwischen der zur Belichtung der HEBS-Glas-Maske benutzten Elektronendosis und der nach dem photolithographischen Schritt resultierenden Profilhöhe. Der Bezugspunkt bei der Messung der *Profilhöhe* ist das Niveau des mit maximaler Dosis belichteten Resists⁸ (Skizze in der Abb.). Diese Definition ist für die Grautolithographie insbesondere bei der Strukturierung dicker Resistschichten, die nicht vollständig belichtet und entwickelt werden, sinnvoll, da die Profilhöhe unabhängig von der verwendeten Resistschichtdicke ist.

Die Kalibrierkurve fasst die Abhängigkeit des Transmissionskoeffizienten von der Elektronendosis und die Gradation des Resists zusammen und gilt jeweils nur für die verwendeten Prozessparameter. Sie kann durch den empirisch gefundenen funktionalen Zusammenhang

$$h(D) = h_{\infty} \cdot \left[1 - e^{-(D/D_r)^l} \right] \quad (4.2)$$

zwischen der Elektronendosis D und der Profilhöhe h dargestellt werden. Anhand der Abbildung ist zu erkennen, dass sich die gemessene Kalibrierung sehr gut durch die gewählte

⁸Die im Abschnitt 2.3 eingeführte *Resisthöhe* bezieht sich dagegen auf die Grenze zwischen Resist und Substrat.

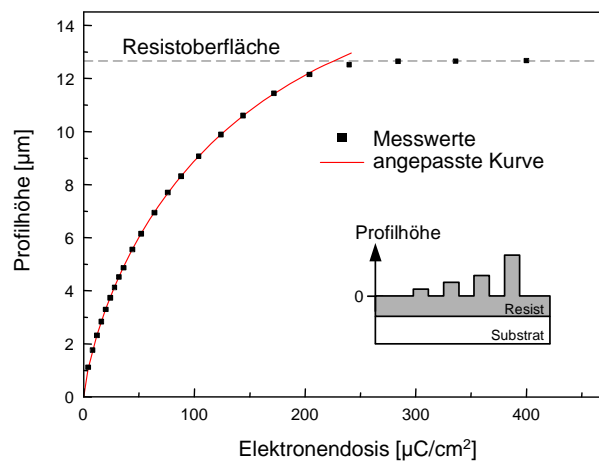


Abb. 4.8: Kalibrierung des Zusammenhangs zwischen der zur Schwärzung des HEBS-Glases benutzten Elektronendosis und der resultierenden Höhe des Resistprofils. Ab einer Dosis von ca. $250 \mu\text{C}/\text{cm}^2$ ist der Transmissionskoeffizient der HEBS-Glas-Maske so gering, dass die Löse-rate des belichteten Resists verschwindet und daher die ursprüngliche Resistoberfläche erhalten bleibt. Zur Festlegung der Profilhöhe dient die in das Diagramm eingefügte Skizze.

Funktion modellieren lässt. Es ist aber festzustellen, dass die Parameter der Kalibrierkurve davon abhängen, an welcher Art von Struktur die Kalibrierung erfolgt.

Während eine Möglichkeit zur Messung der Kalibrierung darin besteht, isolierte Messfelder mit jeweils konstanter Dosis D_i zu belichten und die an den entsprechenden Stellen resultierende Profilhöhe h_i zu messen, kann zum anderen eine kontinuierliche Dosisverteilung $D(x)$ belichtet und die damit erzeugte Höhenverteilung $h(x)$ gemessen werden. Wenn $D(x)$ eine lineare Funktion ist, kann an der gemessenen Verteilung $h(x)$ direkt die Kalibrierung abgelesen werden. Bei beiden Varianten ist darauf zu achten, dass an den Rändern der Strukturen durch die Wirkung des Proximityeffektes die eingebrachte Elektronendosis und die für die Belichtung relevante deponierte Energiedichte nicht mehr proportional sind.

Ein Vergleich beider Verfahren auf einem Substrat mit einer ca. $12 \mu\text{m}$ dicken Resistschicht lieferte die in der Tabelle 4.1 angegebenen Parameter der Kalibrierkurven. Die damit be-

Verfahren	Resistdicke [μm]	h_∞ [μm]	D_r [$\mu\text{C}/\text{cm}^2$]	l
linear ansteigende Dosis	6	12.53	107.0	0.884
isolierte Messfelder	12	16.68	142.8	0.7673
linear ansteigende Dosis	12	21.39	232.3	0.6829
isolierte Messfelder	20	24.34	155.4	0.74
linear ansteigende Dosis	60	50.56	101.2	0.8628

Tab. 4.1: Parameter der Kalibrierkurve für ausgewählte Resistdicken, wobei unterschiedliche Verfahren zu ihrer Bestimmung angewendet wurden.

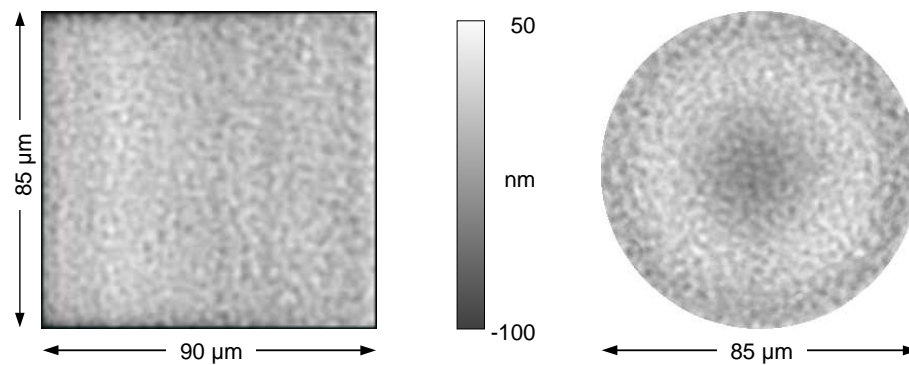


Abb. 4.9: Formabweichung für ein Prisma (links) und eine sphärische Linse (rechts), die mit Hilfe der Grautonlithographie hergestellt wurden.

schriebenen Abhängigkeiten $h_1(D)$ und $h_2(D)$ weichen bei einer Dosis von $200 \mu\text{C}/\text{cm}^2$ um 600 nm voneinander ab. Erklärbar ist dieser Unterschied mit dem vektoriellen Charakter des Entwicklungsvorgangs. Da der Resistabtrag während der Entwicklung senkrecht zur Resistoberfläche erfolgt, besteht bei der Belichtung einer Dosisverteilung $D(x)$ kein Zusammenhang mehr zwischen der an einer bestimmten Stelle x belichteten Dosis und der an dieser Stelle erhaltenen Resisthöhe.

Da aber die Kalibrierung, die aus der linear ansteigenden Dosis gewonnen wurde, an das Problem der Erzeugung *kontinuierlicher* Oberflächenprofile angepasst ist, wird diese Methode standardmäßig bei der Herstellung von entsprechenden Resistprofilen benutzt. Es konnten dabei bereits Kalibrierkurven für Resistschichtdicken von bis zu $60 \mu\text{m}$ aufgenommen werden (Tab. 4.1).

Zur Herstellung eines gewünschten Oberflächenprofils wird mit Hilfe der inversen Kalibrierkurve aus der Höhenverteilung $h(x, y)$ die zu belichtende Dosisverteilung $D(x, y)$ berechnet. Dieses Vorgehen hat sich für die Genauigkeit und die Reproduzierbarkeit der Grautonlithographie als vorteilhaft erwiesen, obwohl vom wissenschaftlichen Standpunkt her natürlich die Betrachtung der Einzelprozesse notwendig ist. Im Rahmen eines Forschungsprojektes wurden auf diese Weise z.B. sphärische Linsen und Prismen hergestellt, die eine sehr geringe Formabweichung aufweisen, wie in der Abb. 4.9 zu erkennen ist. Das Prisma hat eine Grundfläche von $100 \times 100 \mu\text{m}^2$ und eine Gesamthöhe von $5.3 \mu\text{m}$; die Linse hat eine kreisförmige Grundfläche mit einem Durchmesser von $100 \mu\text{m}$ und eine Höhe von $5.7 \mu\text{m}$. Die Abweichungen von der gewünschten Form weisen in dem dargestellten Bereich, der etwa 75% der Grundfläche der Elemente beinhaltet, einen rms-Wert von $R_q = 15 \text{ nm}$ auf. Dies entspricht weniger als 0.3% der gesamten Profiltiefe. Wie zu sehen ist, konnten durch Anwendung des im vorangegangenen Abschnitt erläuterten Verfahrens der angepassten Datengenerierung sämtliche systematischen Überstrukturen unterdrückt werden.

Für die hier betrachtete sphärische Linse lässt sich weiterhin die optische Qualität durch Angabe des Strehl-Verhältnisses messen, das die maximale Intensität des Punktbildes der realen Linse ins Verhältnis zu der maximalen Intensität des Punktbildes der idealen Linse setzt. Mit Hilfe der Näherung

$$S = 1 - \left(\frac{2\pi}{\lambda} \psi_{\text{rms}} \right)^2, \quad (4.3)$$

die für Linsen mit kleinem Wellenfrontfehler ψ_{rms} gültig ist [20], ergibt sich mit $\psi_{\text{rms}} = R_q \cdot (n - 1)$ bei einer Wellenlänge von 632.8 nm, einem Brechungsindex von $n = 1.5$ und dem oben angegebenen Wert für die gemessene Formabweichung von $R_q = 15$ nm ein Wert von $S = 0.994$. Daran ist ablesbar, dass die hergestellte Linse als nahezu ideal angesehen werden kann.

4.3.2 Laterale Auflösung

Unter dem Begriff der lateralen Auflösung der Grautonlithographie wird hier die minimale Breite einer Stufe im Resistprofil verstanden, die bei Belichtung durch eine HEBS-Glas-Maske erzeugt werden kann, wenn die Maske mit einer binären Dosisverteilung belichtet wurde. Die laterale Auflösung setzt sich aus zwei Anteilen zusammen. Zum einen wird sie durch den Kontrast des Resists vorgegeben und zum anderen durch die Wirkung des Proximityeffekts im HEBS-Glas. Um beides voneinander trennen zu können, wurde zunächst der Transmissionskoeffizient der HEBS-Glas Maske in Abhängigkeit von der belichteten Elektronendosis ermittelt. Mit Hilfe dieses Zusammenhangs und der gemessenen Kalibrierkurve konnte anschließend die für die Grautonlithographie relevante Gradation des Resists⁹ berechnet werden.

Es wurden Messfelder mit konstanter Elektronendosis auf die HEBS-Glas-Maske belichtet und das nach Anwendung der Photolithographie entstandene Resistprofil der Felder vermessen. Aus dem Profil ergab sich mit Hilfe der Resistgradation die Verteilung des Transmissionskoeffizienten der Maske und damit konnte die Verteilung der in der Maske deponierten Energiedichte berechnet werden (Abb. 4.10). Diese ergibt sich andererseits als Faltung der Proximityfunktion, die hier nur aus einer Gaußschen Verteilung zur Beschreibung der Vorwärtsstreuung besteht, mit der Rechteckfunktion der belichteten Elektronendosis. Die erste Ableitung dieser Faltungsfunktion liefert wegen $d/dx [\text{rect}(x/a)] = \delta(x + a/2) - \delta(x - a/2)$ die Summe aus der Proximityfunktion und ihrer negativen Kopie an den Stellen des Dosisprungs.

⁹Die zur Messung der Gradation notwendige Variation der Lichtdosis wird im einfachsten Fall durch eine Veränderung der Belichtungszeit bei konstanter Lichtleistung realisiert. Bei der Grautonlithographie erfolgt aber eine Variation der Belichtungsintensität.

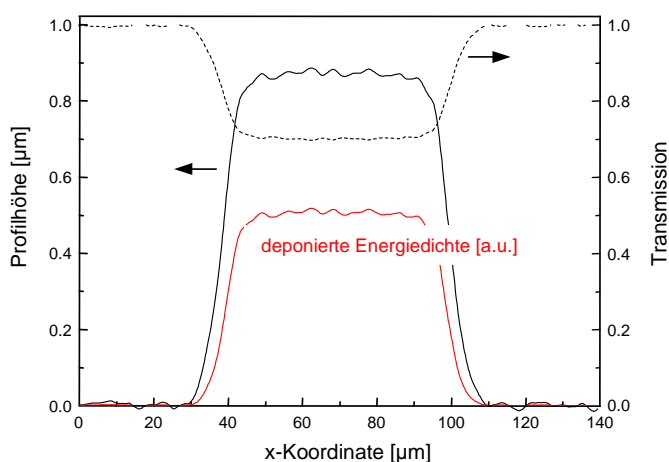


Abb. 4.10: Vermessenes Resistprofil, zugehörige Verteilung des Transmissionskoeffizienten der HEBS-Glas-Maske und daraus berechnete Verteilung der deponierten Energiedichte.

Durch numerisches Differenzieren der ermittelten Energiedichteverteilung und Anpassen einer Gaußverteilung an die somit näherungsweise erhaltene Proximityfunktion lässt sich deren (halbe) Breite abschätzen. Es resultiert ein Wert von $6.2\,\mu\text{m}$, der gleichzeitig ein Maß für die Auflösung der Grautonlithographie darstellt. Aufgrund dieses hohen Wertes spielt die Begrenzung der Auflösung durch den geringen Kontrast des Photoresists keine Rolle.

Es sei betont, dass es sich bei dieser Betrachtung um eine Abschätzung der lateralen Auflösung der Grautonlithographie unter Verwendung ganz bestimmter technologischer Parameter handelt, deren Variation zu anderen Werten führt. Insbesondere hängt die Auflösung stark von der zur Elektronenstrahlbelichtung des HEBS-Glases benutzten Beschleunigungsspannung ab, wie ein Vergleich mit entsprechenden Messungen bei 20 kV zeigt [67]. Desweiteren ist zu erwarten, dass sich die Auflösung mit der belichteten Elektronendosis ändert. Es sind außerdem alternative Definitionen für den Begriff der lateralen Auflösung denkbar, so dass sich wiederum andere Werte ergeben können. Für die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Experimente ist der ermittelte Wert von $6.2\,\mu\text{m}$ jedoch gültig.

4.3.3 Rauheit des Resists

In der Grautonlithographie ist neben den durch die Maskenbelichtung induzierten Überstrukturen eine zufällig verteilte, intrinsische Rauheit des Resists zu registrieren, die ebenfalls zu Streulicht führt. Diese Rauheit wird anhand der PSD analysiert und zu Zwecken der Simulation des Einflusses auf die optische Funktion modelliert.

Für die Grautonlithographie im Rahmen dieser Arbeit wurde ausschließlich der Resist AZ 4562 (Clariant GmbH) verwendet. Dabei handelt es sich um einen positiv arbeitenden DNQ-Novolak-Resist¹⁰, der sich aufgrund seiner im Vergleich zu anderen Resists geringen Absorption zur Strukturierung dicker Resistschichten eignet. Ein hoher Feststoffgehalt und die infolgedessen hohe Viskosität ermöglichen die Beschichtung dicker Resistschichten durch das sogenannte Spincoating in einem Schritt [72]. Darüberhinaus erlaubt ein geringer Kontrast den Einsatz in der Analoglithographie [44, 46, 47].

Nach dem Beschichten des Substrates mit einer ca. $10\ \mu\text{m}$ dicken Resistschicht liegt der interferenzoptisch ermittelte Wert der Oberflächenrauheit bei $R_q = 0.5\ \text{nm}$. Um zu untersuchen, wie sich die Rauheit durch den Prozess der Photolithographie verändert, wurde der Resist ohne Maske belichtet (sogenannte Flutbelichtung) und anschließend entwickelt. Als Belichtungszeiten wurden Werte von 1 s bis 10 s benutzt und Entwicklungszeiten von 1 min bis 10 min. Diese Wertebereiche sind als typisch für die Grautonlithographie mit dem zur Verfügung stehenden Mask-Aligner (EVG, Leistungsdichte $4\ \text{mW}/\text{cm}^2$) bei geringen Schichtdicken des verwendeten Resists bis ca. $10\ \mu\text{m}$ anzusehen. Mit wachsender Schichtdicke steigt die Belichtungszeit aufgrund der Absorption des Resists stark an. Die Entwicklungszeit zur Erzeugung großer Profiltiefen erhöht sich dabei ebenfalls.

Zunächst ist zu bemerken, dass die durch Aufschleudern und Trocknung (Softbake) auf einer Heizplatte erzeugte Schicht im Falle von hochviskosen Resists nicht völlig homogen ist. Zum einen liegt ein Gradient der Restlösemittelkonzentration vor, die die Löserate beeinflusst. Der Resist ist an der Oberfläche völlig getrocknet, d.h. die Restlösemittelkonzentration ist Null, während sie innerhalb einer Schicht, die sich über etwa 20% der gesamten Schichtdicke erstreckt, auf einen nahezu konstanten Wert ansteigt [73]. Zum anderen bildet sich eine oberflächliche Schicht aus, in der die Löserate des Resists deutlich herabgesetzt ist („inhibition layer“). Eine einzelne Ursache für dieses Verhalten konnte bisher nicht identifiziert werden, wobei vermutlich mehrere Einflüsse, wie Verringerung der Konzentration des Photoinhibitors oder Anreicherung sehr langer Polymerketten an der Oberfläche, eine Rolle spielen [74].

Nach dem Abtrag dieser oberflächlichen Schicht mit verändertem Entwicklungsverhalten stellt sich ein nahezu konstanter Wert für die Rauheit ein. Abbildung 4.11a zeigt die PSD-Funktionen von Resistoberflächen, die nach Flutbelichtung mit einer Dosis von $40\ \text{mJ}/\text{cm}^2$ unterschiedlich lange entwickelt wurden. Es ist zu erkennen, dass die Kurven für alle Entwicklungszeiten nahezu identisch sind. Hauptsächlich im Bereich kleiner Ortsfrequenzen ist ein Anstieg der PSD mit wachsender Entwicklungszeit zu verzeichnen. Dies bedeutet eine Erhöhung der Welligkeit der Oberfläche. Die entsprechenden Rauheitswerte steigen dabei nur marginal von $R_q = 1.2\ \text{nm}$ auf $1.8\ \text{nm}$ an.

¹⁰Ausführliche Informationen zu diesem Resisttyp findet man in [71].

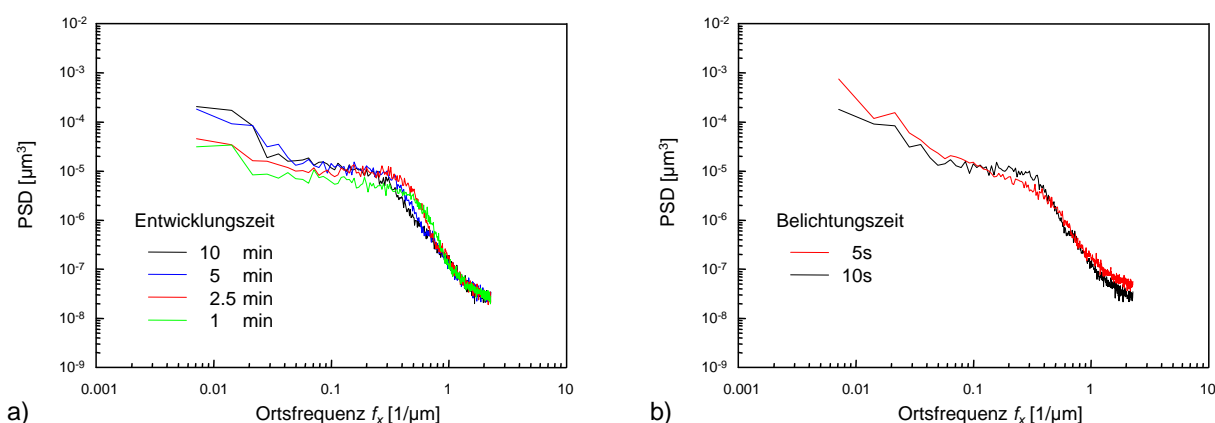


Abb. 4.11: PSD-Funktionen von Resistoberflächen, die 10 s lang ohne Maske belichtet und unterschiedlich lange entwickelt wurden a) bzw. mit unterschiedlichen Zeiten belichtet und 5 min entwickelt wurden b).

Ebenfalls nur geringen Einfluss auf die Oberflächenrauheit hat die Belichtungs-dosis (Abb. 4.11b). Dagegen entsteht bei Belichtung des Resists durch eine ungeschwärzte HEBS-Glas-Maske eine deutlich erhöhte Rauheit mit einem Wert von $R_q = 7.3 \text{ nm}$. Bild 4.12 zeigt die gemessenen Profile einer Resistoberfläche bei 10 s Belichtungszeit entsprechend einer Dosis von etwa 40 mJ/cm^2 und 5 min Entwicklungszeit. Anhand der Profile ist bereits ein deutlicher Unterschied in der Amplitude der Rauheit erkennbar. Die anschließend berechneten PSD-Funktionen (Abb. 4.13) zeigen, dass die Kurve des mit HEBS-Glas-Maske belichteten Resists für Ortsfrequenzen $f_x < 0.3 \mu\text{m}^{-1}$ deutlich höher liegt. Als Ursache dafür wird eine Inhomogenität der sensitiven Schicht vermutet, die sich in einer schwachen Modulation des Transmissionskoeffizienten und des Brechungsindex' niederschlägt. Dadurch erfährt die Beleuchtungswelle eine entsprechende Amplituden- und Phasenmodulation, so dass die in den Resist eingebrachte Belichtungs-dosis schwankt und über die Löserate des Resists eine erhöhte Rauheit der entwickelten Oberfläche resultiert.

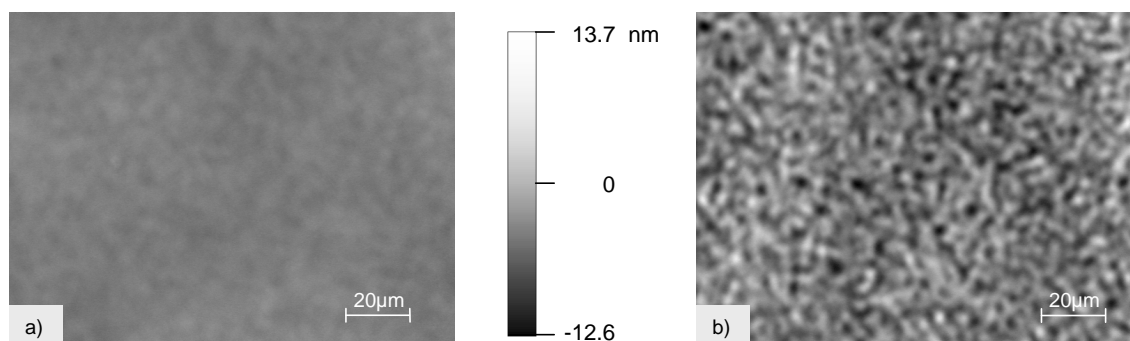


Abb. 4.12: Interferenzoptisch vermessene Resistoberflächen nach Belichtung a) ohne Maske bzw. b) mit ungeschwärzter HEBS-Glas-Maske und anschließender Entwicklung. Das $140 \mu\text{m} \times 105 \mu\text{m}$ große Bildfeld wurde mit einem $50\times$ -Objektiv gemessen und jeweils ein angepasstes Polynom zweiten Grades subtrahiert.

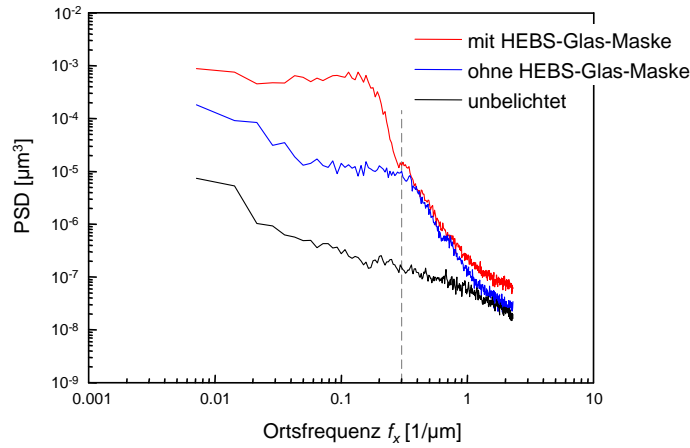


Abb. 4.13: PSD-Funktionen der in Abb. 4.12 dargestellten Resistprofile sowie einer unbelichteten Resistoberfläche.

Der konkrete Kurvenverlauf der PSD-Funktion kann entsprechend einer konventionellen Beschreibung der Oberflächenrauheit näherungsweise durch die Summe

$$\text{PSD}(f_x) = \frac{4\sigma_1^2 l_1}{1 + (2\pi l_1 f_x)^2} + \sigma_2^2 l_2 \cdot e^{-(l_2 f_x)^2/4} \quad (4.4)$$

aus zwei Funktionen beschrieben werden, die einen längerreichweitigen und einen kurzreichweitigen Anteil repräsentieren [75, 76]. Eine Anpassung der Parameter ergibt die Werte $\sigma_1 = 2.6 \text{ nm}$, $l_1 = 12 \text{ } \mu\text{m}$, $\sigma_2 = 18.2 \text{ nm}$ und $l_2 = 1.8 \text{ } \mu\text{m}$. Damit ist eine Simulation der Oberflächenrauheit für die Grautonlithographie möglich.

Mit den ermittelten Parametern sind in Abschnitt 3.4.2 Untersuchungen zum Einfluss der Rauheit auf die optische Funktion von entsprechend hergestellten Strahlformungselementen durchgeführt worden. Als Ergebnis konnte dort der lineare Zusammenhang $I_{\text{pv}} \approx 4 \cdot \psi_{\text{pv}}/\lambda$ zwischen der relativen Schwankung einer geforderten flat-top-Verteilung und der Wellenfrontdeformation registriert werden. Bei einer mit Hilfe der Grautonlithographie hergestellten Resistoberfläche wurden, wie oben angegeben, eine Rauheit von $R_q = 7.3 \text{ nm}$ und $R_t = 59 \text{ nm}$ gemessen, was mit einer Brechzahl von $n = 1.5$ und der Wellenlänge $\lambda = 633 \text{ nm}$ zu einer Wellenfrontdeformation von $\psi_{\text{pv}} = 0.047\lambda$ führt. Dementsprechend würde diese Oberflächenrauheit eine Schwankung der geforderten flat-top-Verteilung von $I_{\text{pv}} \approx 0.19$ verursachen.

4.3.4 Reproduzierbarkeit

Der Begriff der Reproduzierbarkeit bei der Herstellung von Oberflächenprofilen beinhaltet zwei unterschiedliche Aspekte. Man versteht darunter ein Maß für die Abweichungen im Profil zwischen identischen Elementen einerseits auf ein und demselben Substrat und andererseits auf verschiedenen Substraten. Letzteres hängt sehr stark von der Einhaltung

konstanter Umgebungsbedingungen und dem Grad der Automatisierung bei der Prozessierung des Resists ab sowie auch vom Durchsatz an Substraten und damit der Lagerzeit der beteiligten Prozesschemikalien.

Von Bedeutung ist hier zunächst die Schwankung in der Profilform bei identischen Elementen auf *einem* Substrat. Dabei ist der Einfluss von Fehlern der Photolithographie minimiert, da alle Elemente unter den gleichen Bedingungen hergestellt werden. Mit steigendem räumlichen Abstand zwischen den Elementen steigt allerdings der Einfluss der Ortsabhängigkeit bestimmter Größen, wie etwa der Beleuchtung im Mask-Aligner oder der Entwicklerkonzentration im Entwicklerbad. Die Ursache für die zu beobachtenden Abweichungen zwischen *benachbarten* Elementen sind dagegen in der verwendeten Maske zu suchen.

Um die Reproduzierbarkeit der Elektronenstrahlolithographie in Bezug auf die Grautonlithographie zu untersuchen, wurden Arrays von identischen Elementen hergestellt und vermessen. Für diesen Zweck geeignete Elemente sind solche, deren Oberflächenprofil sich mit wenigen Parametern beschreiben lässt, um eine einfache Vergleichbarkeit zu gewährleisten und damit eine große Zahl an Elementen statistisch zu erfassen. Dies sind beispielsweise die sphärische oder zylindrische Linse oder auch ein einfaches Prisma.

Am Beispiel eines Arrays von 20×20 der bereits zu Beginn des Abschnitts 4.3 gezeigten sphärischen Linsen mit einem Durchmesser von $100 \mu\text{m}$ und einer Höhe von $5.8 \mu\text{m}$ wurde die Reproduzierbarkeit der Grautonlithographie mit HEBS-Glas untersucht. Dazu ist das Oberflächenprofil jeder Linse interferometrisch vermessen worden. Als Messwerte wurden die Pfeilhöhe h_{max} der Linsen, der Krümmungsradius R der angepassten Sphäre und der rms-Rauheitswert R_q ermittelt. Für die Anpassung der Sphäre wurde ein zentraler Ausschnitt mit einem Durchmesser von $85 \mu\text{m}$ gewählt.

Die Abbildungen 4.14 und 4.15 zeigen die Histogramme der gemessenen Werte für Pfeilhöhe und Krümmungsradius mit den entsprechenden Normalverteilungen. Die mittlere Pfeilhöhe der Linsen liegt mit $\bar{h}_{\text{max}} = 5.76 \mu\text{m}$ 4% unter dem vorgegebenen Wert von $6.0 \mu\text{m}$ und der Mittelwert des Krümmungsradius' ist mit $\bar{R} = 215.1 \mu\text{m}$ um 1.8% zu groß. Die empirischen Standardabweichungen für die Pfeilhöhe und für den Krümmungsradius, σ_h und σ_R , liegen bei 0.33% bzw. 0.25% des Mittelwertes. Die Abweichungen zwischen den unmittelbar benachbarten Linsen sind, gemessen an den Forderungen der Industrie von $\sigma_R < 1\%$ für die Homogenität von Linsenarrays [43], vernachlässigbar klein.

An der Abweichung des erhaltenen Mittelwerts für die Pfeilhöhe von dem vorgegebenen Wert lässt sich bereits ablesen, dass die Reproduzierbarkeit von Oberflächenprofilen auf *verschiedenen* Substraten um mindestens eine Größenordnung schlechter ist. Dies bestätigt sich bei vielen hergestellten Profilen und ist, wie eingangs erwähnt, von den tech-

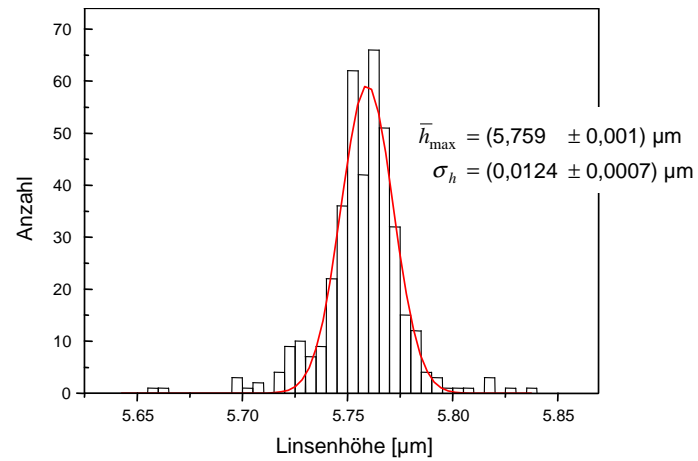


Abb. 4.14: Histogramm der Pfeilhöhe von 400 vermessenen Linsen aus einem Array und angepasste Normalverteilung.

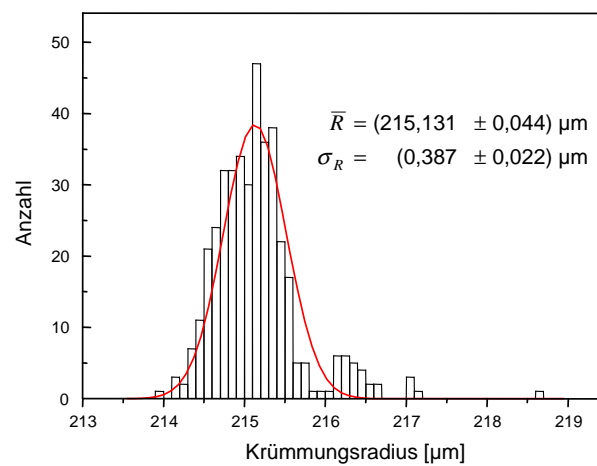


Abb. 4.15: Histogramm des Krümmungsradius' von 400 vermessenen Linsen aus einem Array und angepasste Normalverteilung.

nologischen Randbedingungen abhängig. Eine höhere Reproduzierbarkeit ist vermutlich nur durch einen deutlich erhöhten Durchsatz an identischen Proben erreichbar.

Zwei Kalibrierkurven $h(D)$ und $h'(D)$, die auf verschiedenen, aber gleich prozessierten Substraten erzeugt und vermessen wurden, unterscheiden sich im Wesentlichen in der maximal erreichten Resisthöhe. Sie können durch lineare Skalierung und eine Funktion der Dosis zur Deckung gebracht werden, d.h. $h'(D) = s \cdot h(D) + f(D) \approx a \cdot h(D)$. Das bedeutet, dass ein entsprechend der Kalibrierkurve $h(D)$ hergestelltes Oberflächenprofil mit dem Skalierungsfaktor s vom Sollprofil abweicht. Wie im Abschnitt 3.4.1 gezeigt wurde, sind aber derartige Profilabweichungen bei refraktiven Strahlformungselementen in gewissen Grenzen tolerabel und können durch Optimierung des optischen Aufbaus teilweise ausgeglichen werden.

4.3.5 Anwendungsbeispiele

4.3.5.1 Strahlformungselemente

Drei im Abschnitt 3.3 bereits vorgestellte Designs wurden als kontinuierliche Oberflächenprofile realisiert, um das Potenzial sowohl von refraktiven Strahlformungselementen als auch der Grautonlithographie zu demonstrieren. Gegenüber dem oben benutzten Aufbau erfolgte aber eine laterale Skalierung mit dem Faktor 3.5, um Deformationen des Oberflächenprofils aufgrund der begrenzten Auflösung der HEBS-Glas-Maske zu vermeiden. In der Abb. 4.16 sind die entsprechenden Signalverteilungen, die vermessenen Resistprofile und die erhaltenen optischen Funktionen dargestellt. Es ist zu erkennen, dass die Resistprofile neben der Rauheit keine weiteren Überstrukturen aufweisen. Diese Rauheit führt jedoch, wie im Abschnitt 3.4.2 untersucht, zu den ebenfalls erkennbaren hochfrequenten Schwankungen der Intensitätsverteilungen, die die erreichbare Signalqualität begrenzen. Eine nachträgliche Glättung der Resiststrukturen nach dem in [54] beschriebenen Verfahren ist deshalb sehr erwünscht, wurde aber im Rahmen dieser Arbeit nicht durchgeführt.

Das in der unteren Reihe der Abbildung geforderte Grauwertbild wird durch das hergestellte Strahlformungselement nur unbefriedigend realisiert. Hier führen neben der Rauheit auch Profildeformationen zu einer Verringerung der bereits vom Design her niedrigen Signalqualität.

4.3.5.2 Planar-optische Systeme

Im Rahmen einer Kooperation mit der Fernuniversität Hagen bestand die Aufgabe, refraktive Linsenarrays mit einer maximalen Profiltiefe von $40\ \mu\text{m}$ herzustellen. Diese sollten zur

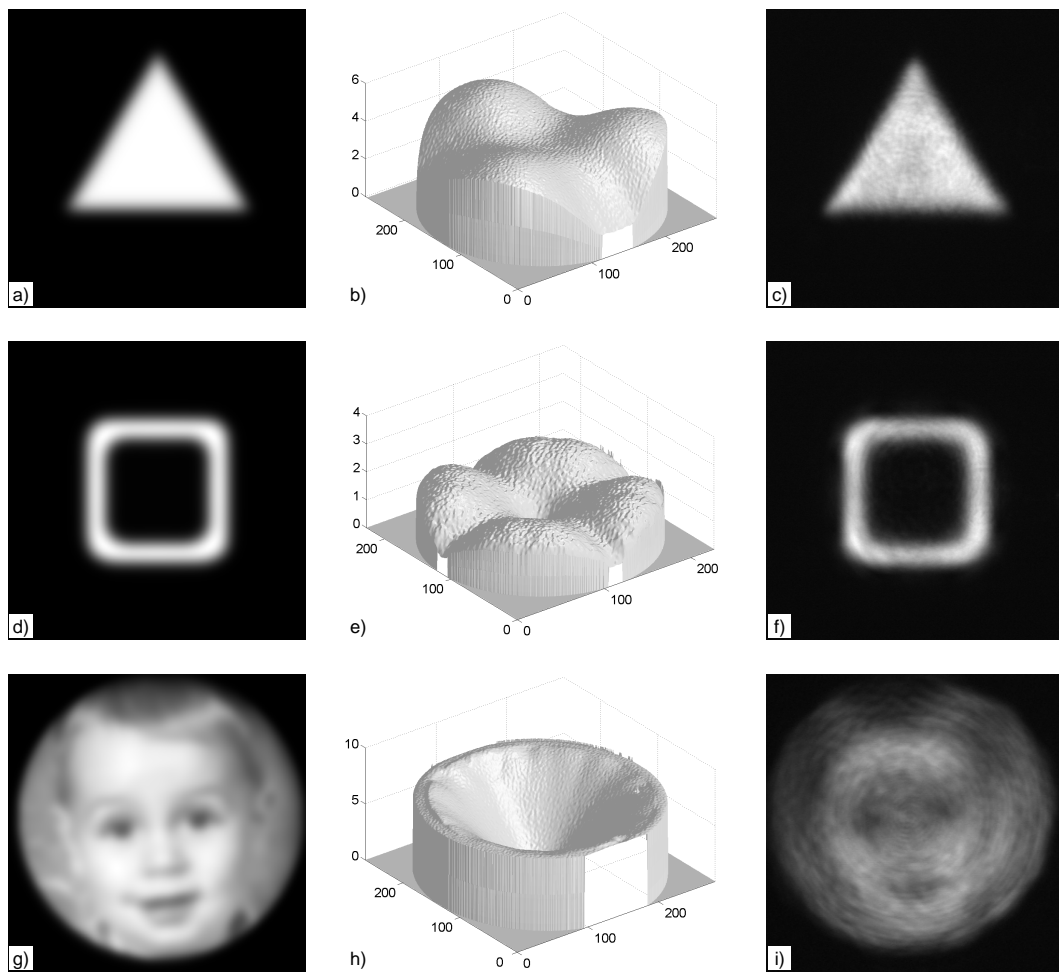


Abb. 4.16: Geforderte Signalverteilungen (a,d,g), vermessene Oberflächenprofile der hergestellten Strahlformungselemente (b,e,h) und gemessene Intensitätsverteilungen (c,f,i) für drei verschiedene Beispiele.

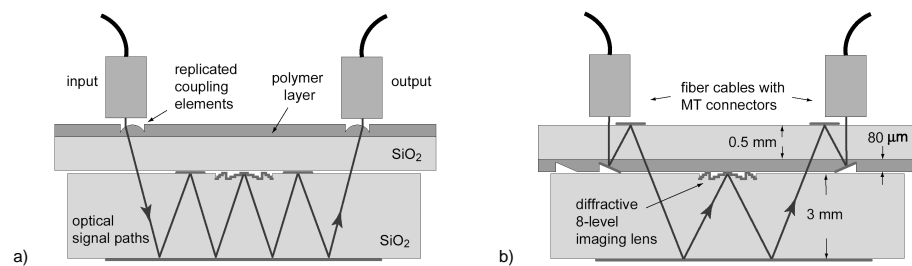


Abb. 4.17: Skizzen zum Aufbau eines transmissiven (a) und eines reflektiven PIFSO-Systems (b).

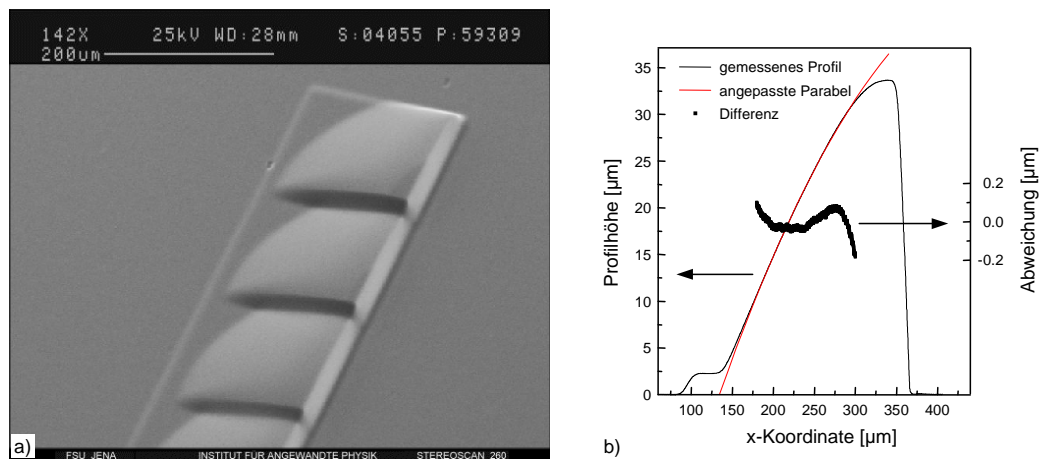


Abb. 4.18: Elektronenmikroskopische Aufnahme des hergestellten Linsenarrays (Photoresist) zur Realisierung eines reflektiven PIFSO-Systems (a) und Vergleich des gemessenen Profils des abgeformten Elements mit einer angepassten Parabel (b).

Realisierung zweier verschiedener planar-optischer Systeme (PIFSO – planar-integrated free space optics) mit hoher Kopplungseffizienz eingesetzt werden. Die betreffenden Linsen dienen auf der Seite des Eingangs zur Einkopplung (Kollimation) und gezielten Ablenkung des aus Single-Mode-Fasern austretenden Lichts. Analog dazu dienen die identischen Linsen auf der Ausgabeseite zur Auskopplung (Fokussierung) des Lichts aus dem optischen System und Einkopplung in die entsprechenden Multimode-Fasern am Ausgang. Es gibt dabei zwei unterschiedliche Konzepte, die in der Abb. 4.17 skizziert sind. Bei der ersten Variante werden die Ein- bzw. Auskoppellinsen in Transmission benutzt, während sie bei der zweiten Variante reflektiv arbeiten.

Die Herausforderung bestand hier vor allem darin, eine Resistschicht mit entsprechender Dicke *reproduzierbar* durch Anwendung der Grautolithographie zu strukturieren. Das wesentliche Problem bei der Strukturierung derartig dicker Resistschichten besteht in der Bildung von Stickstoff (N_2) während der photochemischen Reaktion der Belichtung, der zur Entstehung von Blasen, zum Aufschäumen, zu Spannungsrissen und unregelmäßigen Strukturen nach dem Entwickeln führen kann [77]. Um dies zu vermeiden, muss der Resist vor dem Belichten ausreichend getrocknet werden (Softbake), um auch in Substratnähe den Restlösemittelgehalt zu minimieren. Desweiteren ist aber ein Mindestgehalt an Wasser im Resist notwendig, um während der Belichtung die Photoreaktion zu ermöglichen. Deshalb ist nach dem Softbake eine ausreichende Wartezeit einzuhalten, während der Wasser aus der Luft in den Resist eindiffundiert. Die über die Schichtdicke konstante, ausreichend hohe Konzentration an Wasser gewährleistet eine gleichmäßige Empfindlichkeit des Resists und infolgedessen eine gleichmäßig schnelle Entwicklung [77].

Die gewünschten Oberflächenprofile konnten mit einer für die Anwendung ausreichenden Genauigkeit hergestellt werden – die Abbildung 4.18a zeigt eine rasterelektronenmikro-

transmissives System					reflektives System				
Einheit: dB		Nr. des Ausgangskanals			Einheit: dB		Nr. des Ausgangskanals		
		1	2	12			1	2	3
Nr. des Eingangskanals	1	-4.4	-43		Nr. des Eingangskanals	1	-7	-31.3	
	12			-4.5		2	-33.2	-9.1	-29.3

Tab. 4.2: Gemessene Kopplungseffizienzen zwischen einzelnen Eingangs- und Ausgangskanälen für das transmissive und das reflektive PIFSO-System.

skopische Aufnahme eines solchen Linsenarrays für das reflektive System. Aufgrund der schlechten mechanischen und thermischen Stabilität von Photoresist wurden die Elemente schließlich noch durch UV-Reaktionsguss [78–80] abgeformt. Das rechts in der Abbildung dargestellte, gemessene Profil der abgeformten Linse weist in dem für die Anwendung relevanten Bereich gegenüber dem Design eine Abweichung von 60 nm auf.

Mit den abgeformten Elementen konnten die entworfenen PIFSO-Systeme realisiert und vermessen werden [81]. In der Tabelle 4.2 sind die ermittelten Kopplungseffizienzen zwischen einzelnen Eingangs- und Ausgangskanälen zusammengefasst. Diese weisen gegenüber vergleichbaren Systemen, die bisher mit Hilfe diffraktiver Linsen aufgebaut wurden, eine Effizienzsteigerung von mehr als 300% auf [82].

4.3.6 Zusammenfassung

Es konnte gezeigt werden, dass mit Hilfe der Grautonlithographie unter Verwendung einer geeigneten, kontinuierlichen Kalibrierstruktur Oberflächenprofile mit sehr geringer Formabweichung von weniger als 0.5% hergestellt werden können. Die Reproduzierbarkeit von identischen, benachbarten Elementen auf einem Substrat ist mit einer Schwankung von 0.3% des Mittelwerts ebenfalls sehr klein. Dagegen liegt die Reproduzierbarkeit von identischen Elementen auf verschiedenen Substraten im Bereich von mehreren Prozent. Zu beachten ist die geringe laterale Auflösung der erzeugten Strukturen, die bei etwa $6.2\ \mu\text{m}$ liegt. Aufgrunddessen ist bei allen Elementen ein Rand mit mindestens dieser Breite einzuplanen, in dem die gewünschte Profilform nicht erreicht werden kann. Weiterhin entstehen durch die Benutzung von HEBS-Glas-Masken erhöhte Rauheiten des Resists, deren charakteristische Länge bei $1.8\ \mu\text{m}$ liegt. Schließlich konnte an dem Beispiel zweier PIFSO-Systeme die analoge Strukturierung sehr dicker Resistschichten von bis zu $40\ \mu\text{m}$ gezeigt werden.

4.4 Steuerung der Resistentwicklung durch die Belichtungstiefe

Aufgrund der Absorption von Photoresist nimmt die Belichtungsintensität innerhalb einer Resistschicht mit steigender Tiefe ab. Aus dieser Abhängigkeit lässt sich die von der Belichtungszeit abhängige Verteilung der lokalen Belichtungs-dosis und daraus eine entsprechende Verteilung der Löserate innerhalb der Resistschicht berechnen. Zu einer bestimmten, an der Resistoberfläche eingebrachten Belichtungs-dosis lässt sich nun eine Tiefe angeben, ab der die lokale Löserate auf die Nulllöserate abgesunken und der Resist praktisch unbelichtet ist. Diese Tiefe wird im Folgenden als Belichtungstiefe bezeichnet. Bei konstantem Absorptionskoeffizienten des Resists würde die Belichtungstiefe proportional zur Belichtungszeit ansteigen. Durch die Zersetzung der photoaktiven Komponente verringert sich aber der Absorptionskoeffizient des Resists während der Belichtung, sodass sich die lokale Belichtungsintensität erhöht und die Belichtungstiefe deutlich schneller wächst.

Der gesamte Prozess der Strukturierung dicker Schichten mit dem Photoresist AZ 4562 und insbesondere die Belichtung und Entwicklung können auf der Basis vorhandener Modelle sehr genau simuliert werden [73]. Voraussetzung dafür ist natürlich die Kenntnis der entsprechenden Resistparameter. Chung gibt in [73] die experimentell ermittelten sogenannten ABC-Parameter des Dillschen Modells für die Resistbelichtung (vgl. [83]) für AZ 4562 an. Die bei der Wellenlänge $\lambda = 365 \text{ nm}$ gemessenen Werte sind $A = 0.348 \mu\text{m}^{-1}$, $B = 0.064 \mu\text{m}^{-1}$ und $C = 0.018 \text{ cm}^2/\text{mJ}$. Dabei sind $A + B$ bzw. B die Absorptionskoeffizienten des unbelichteten bzw. des vollständig belichteten Resists und C beschreibt seine Empfindlichkeit.

Auf der Basis des Dillschen Modells und unter Benutzung der angegebenen ABC-Parameter wurde simuliert, welche Lichtdosis nach einer bestimmten Belichtungszeit in einer bestimmten Tiefe einer $50 \mu\text{m}$ dicken Resistschicht akkumuliert wurde. Die Abbildung 4.19a zeigt den entsprechenden Zusammenhang für eine an der Resistoberfläche homogene Belichtungsintensität von $4 \text{ mW}/\text{cm}^2$ in einer Konturdarstellung. Die durchgezogenen Linien verbinden Punkte mit gleicher Lichtdosis, wobei die Resistoberfläche bei $z = 0$ liegt. Im Vergleich von Experiment und Simulation kann nun die Belichtungstiefe und die zugehörige Lichtdosis abgeschätzt werden. Die weiter unten beschriebenen Messungen mit einer $30 \mu\text{m}$ dicken Resistschicht ergeben bei einer Belichtungszeit von 50s eine Belichtungstiefe von $23 \mu\text{m}$. Diesem Wert entspricht nach der Abb. 4.19b eine Lichtdosis von $0.07 \text{ mJ}/\text{cm}^2$, die im Diagramm durch eine gestrichelte Linie markiert ist.

Es sei darauf hingewiesen, dass diese Betrachtung lediglich eine Abschätzung ist. Es wurden dabei weder die spektrale Verteilung der Beleuchtung im Mask-Aligner und die

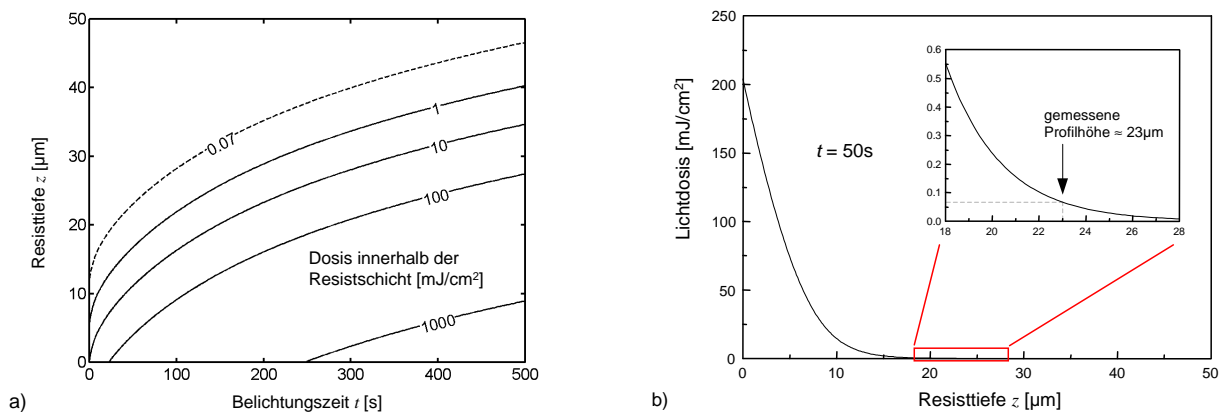


Abb. 4.19: Konturdarstellung der simulierten Abhängigkeit der lokalen Belichtungsdosis von der Belichtungszeit t und der Tiefe z innerhalb einer $50\mu\text{m}$ dicken Resistschicht (a). Aus dem Zusammenhang zwischen der Belichtungsdosis und der Resisttiefe z bei konstanter Belichtungszeit von 50 s (b) und Vergleich mit dem Experiment ergibt sich die Grenze zwischen belichtetem und unbelichtetem Resist („Belichtungstiefe“), die durch eine gestrichelte Linie markiert ist.

Wellenlängenabhängigkeit der ABC-Parameter noch der genaue Wert für die Intensität, der aufgrund der Alterung der im Mask-Aligner benutzten Hg-Dampf-Lampe zeitlich schwankt, berücksichtigt.

Aufgrund des diskutierten Verhaltens des Resists bei der Belichtung kann alternativ zu der konventionellen Entwicklung „nach Zeit“ die Entwicklung durch die Belichtungstiefe gesteuert werden. Dabei wird die Entwicklung nicht nach einer bestimmten Zeit, sondern erst dann gestoppt, wenn die Entwicklungsfront die Belichtungstiefe erreicht hat (Abb. 4.20). Dadurch ergeben sich zwei wesentliche Vorteile gegenüber der konventionellen Entwicklung. Zum einen ist das resultierende Resistprofil nur noch von der Belichtungsdosis und nicht mehr von der Entwicklungszeit abhängig. Dadurch ist eine potenzielle Fehlerquelle im lithographischen Prozess ausgeschlossen. Zum anderen ist der verbleibende Resist vollständig unbelichtet und ein zweiter lithographischer Schritt kann direkt angeschlossen werden.

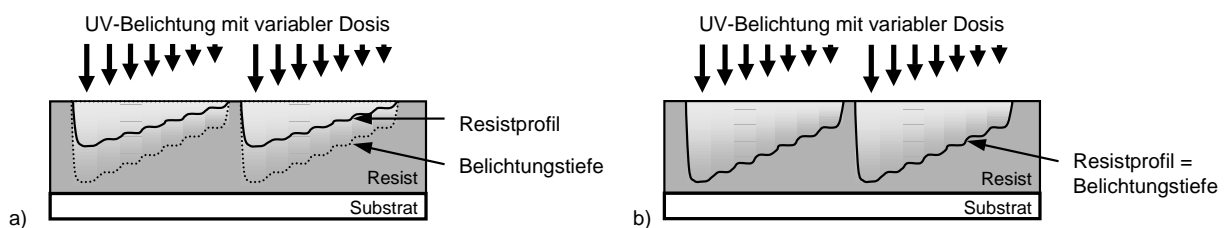


Abb. 4.20: Die Steuerung des resultierenden Resistprofils in der Analoglithographie kann auf zwei unterschiedliche Arten erfolgen. Im konventionellen Prozess wird die Entwicklung nach einer gewissen Zeit gestoppt (a). Bei der alternativen Variante wird die Entwicklung erst nach Erreichen der Belichtungstiefe gestoppt (b).

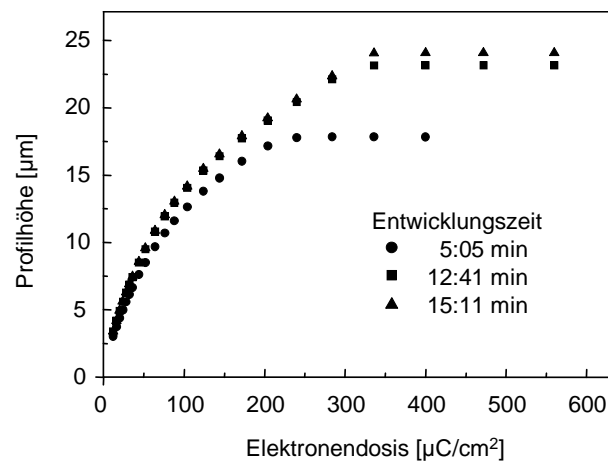


Abb. 4.21: Kalibrierung des Zusammenhangs zwischen der Profilhöhe des entwickelten Resists und der zur Belichtung der HEBS-Glas-Maske benutzten Elektronendosis für drei verschiedene Entwicklungszeiten.

Zur Bestimmung der Zeit, die notwendig ist, um eine Resistschicht vollständig bis zur Belichtungstiefe „auszuentwickeln“, wurde eine etwa $30\text{ }\mu\text{m}$ dicke Resistschicht 50 s lang mit einer HEBS-Glas-Maske mit einem Dosiskeil belichtet (maximale Belichtungs-dosis ca. $200\text{ mJ}/\text{cm}^2$) und nach verschiedenen Entwicklungszeiten die Kalibrierkurve aufgenommen. Abbildung 4.21 zeigt für drei ausgewählte Zeiten den ermittelten Zusammenhang zwischen der Elektronendosis und der resultierenden Profilhöhe. Deutlich zu erkennen ist, dass die Kurven für 12:41 min und 15:11 min sehr gut übereinstimmen. Im relevanten Bereich bis $300\text{ }\mu\text{C}/\text{cm}^2$ wurde eine maximale relative Abweichung von 1.1% der Resisthöhe gemessen. Nur im Bereich hoher Dosiswerte $> 300\text{ }\mu\text{C}/\text{cm}^2$ ergibt sich eine konstante Differenz, die dadurch zu erklären ist, dass der Dunkelabtrag, d.h. die Löserate des unbelichteten Resists, an der ursprünglichen Resistoberfläche gleich Null ist, während er im Volumen einen größeren Wert annimmt¹¹. Der aus der gemessenen Differenz zu ermittelnde Dunkelabtrag beträgt 6 nm/s . Um den Resist bei der verwendeten Belichtungs-dosis vollständig „auszuentwickeln“, ist eine Entwicklungszeit von mindestens 12:30 min notwendig. Für längere Entwicklungszeiten ist die Kalibrierkurve nahezu konstant, d.h. unabhängig von der Entwicklungszeit.

Nach der in Abb. 4.21 dargestellten Kalibrierkurve sind verschiedene mikrooptische Elemente hergestellt worden, um die Genauigkeit des Verfahrens überprüfen zu können. Die Abbildung 4.22a zeigt das vermessene Profil einer sphärischen Linse mit einem Durchmesser von $200\text{ }\mu\text{m}$ und einer Höhe von $10.4\text{ }\mu\text{m}$. An das gemessene Oberflächenprofil wurde eine Sphäre angepasst und damit die Formabweichung ermittelt (Abb. 4.22b). Innerhalb eines Ausschnitts von etwa 75% der gesamten Linsenfläche beträgt der rms-Wert der Formabweichung 56 nm , was 0.5% der gesamten Profilhöhe entspricht. In der Abbildung ist

¹¹Siehe Bemerkungen auf Seite 76.

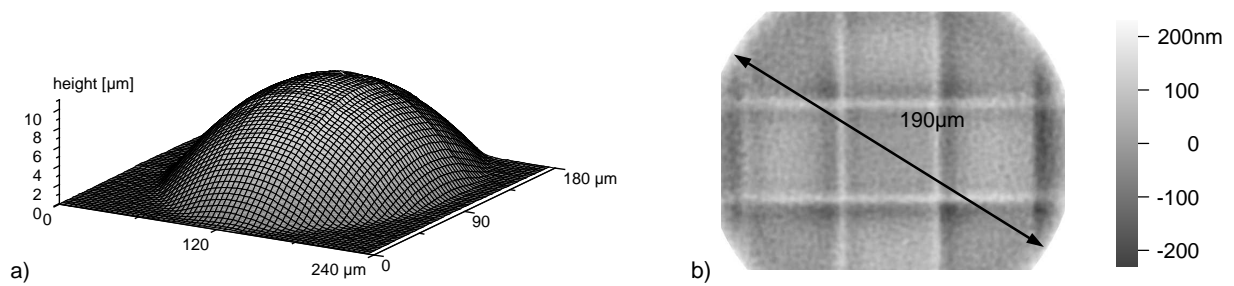


Abb. 4.22: Interferometrisch vermessenes Profil einer Linse, die mit Hilfe der Grautonlithographie unter Anwendung der alternativen Entwicklung hergestellt wurde (a). Die Linse hat einen Durchmesser von $200\text{ }\mu\text{m}$ und eine Höhe von $10.4\text{ }\mu\text{m}$. Die aus dem Profil berechnete Abweichung zu der angepassten Sphäre (b) besitzt einen rms-Wert von 56 nm .

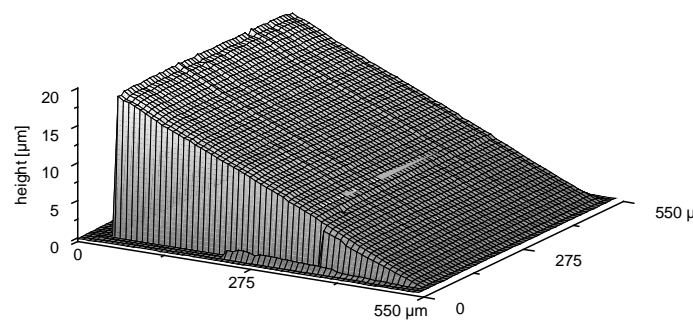


Abb. 4.23: Interferometrisch vermessenes Profil eines Prismas, das mit Hilfe der Grautonlithographie unter Anwendung der alternativen Entwicklung hergestellt wurde. Das Prisma hat eine Größe von $500\text{ }\mu\text{m} \times 500\text{ }\mu\text{m}$ und eine Höhe von $18.9\text{ }\mu\text{m}$.

zu erkennen, dass ein erheblicher Anteil dieser Abweichung durch die in Abschnitt 4.1 untersuchten Überstrukturen verursacht wird und demzufolge unterdrückt werden kann. Für das deutlich größere Prisma mit einer fast doppelt so großen Höhe von $18.9\text{ }\mu\text{m}$ erhält man für die Formabweichung über 81% der Prismenfläche einen Wert von $\text{rms} = 93\text{ nm}$. Dies entspricht auch hier 0.5% der gesamten Profilhöhe.

4.5 Erzeugung komplexer Strukturen

Das untersuchte Verfahren der alternativen, durch die Belichtungstiefe gesteuerten Entwicklung kann also mit der gleichen Genauigkeit wie die konventionelle Entwicklung angewendet werden. Wie bereits erwähnt, besteht aber ein Vorteil darin, dass das resultierende Resistprofil noch unbelichtet ist und ein zweiter lithographischer Schritt direkt auf diesem Profil erfolgen kann. Dadurch eröffnet sich die Möglichkeit, durch Kombination geeigneter lithographischer Verfahren komplexe optische Oberflächenprofile herzustellen. Beispielsweise lassen sich mit der Grautonlithographie beliebige zweidimensionale Oberflächen mit hoher Profiltiefe erzeugen, wobei die räumliche Auflösung aber gering ist. Mit einem hochauflösenden Verfahren, wie dem Laserschreiben oder der Nahfeld-Lithographie, können nun auf dem ursprünglichen Profil (Preform) Strukturen mit kleiner Periode erzeugt werden, die z.B. die Entspiegelung der Oberfläche bewirken. Vorteilhaft ist dabei, dass für den zweiten lithographischen Schritt keine Übersichtung der Preform mit Resist notwendig ist. So bleibt das originale Profil erhalten.

Bevor an einem Beispiel nachgewiesen wird, dass das Konzept zur Herstellung komplexer optischer Oberflächenprofile tatsächlich anwendbar ist, wurde das Verhalten des Photoreists AZ 4562 im zweiten lithographischen Schritt untersucht. Dazu erfolgte die Belichtung einer etwa $68\text{ }\mu\text{m}$ dicken Resistschicht¹² durch eine HEBS-Glas-Maske mit Dosiskeil. Die Belichtungszeit betrug 40 s (max. Belichtungs-dosis ca. 160 mJ/cm^2). Anschließend wurde der Resist 10 min entwickelt und die Kalibrierkurve für den ersten lithographischen Schritt aufgenommen. Die Entwicklungszeit wurde wie in den Experimenten im vorigen Abschnitt gewählt in der Annahme, dass sich die Zeit zum „Ausentwickeln“ des Resists trotz der wesentlich größeren Schichtdicke und damit einem anderen Restlösemittelgehalt nur wenig unterscheidet. Mit den gleichen Belichtungs- und Entwicklungszeiten erfolgte dann die zweite lithographische Strukturierung der Resistschicht. HEBS-Glas-Maske und Substrat wurden dabei gegeneinander verdreht, so dass die Strukturierung mit Hilfe des Dosiskeils in einem Bereich der Resistschicht erfolgte, der im ersten Schritt mit maximaler Dosis belichtet und ausentwickelt wurde. Gleichzeitig waren die Felder des im ersten Schritt strukturierten Dosiskeils abgedeckt.

Die Abbildung 4.24 zeigt die Ergebnisse der Vermessung der beiden Dosiskeile. Die Kalibrierkurven unterscheiden sich bis zu einer Elektronendosis von $200\text{ }\mu\text{C/cm}^2$ um maximal 4.4%. Die darauffolgenden Messpunkte weisen eine signifikante Differenz auf, wobei die maximale Profilhöhe sehr genau übereinstimmt. Der Unterschied im oberen Teil der Ka-

¹²Die Schicht wurde durch zweimalige Beschichtung mit einer Schleuderdrehzahl von 300 rpm erzeugt. Zwischen den Beschichtungen erfolgte eine kurze Temperung und nach der zweiten Beschichtung eine Temperung über 4 h zur vollständigen Trocknung des Resists.

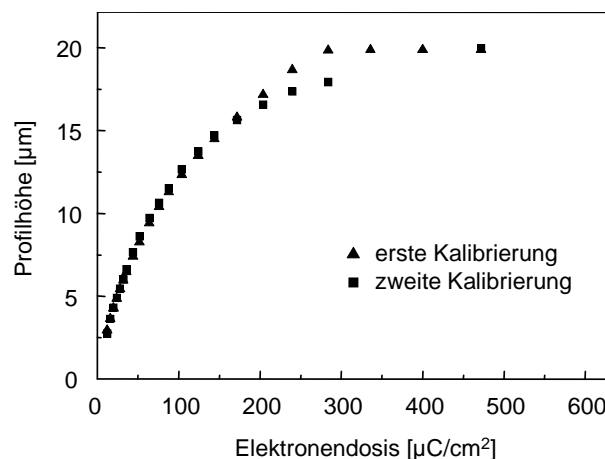


Abb. 4.24: Kalibrierkurven des ersten und des zweiten photolithographischen Prozesses. Letzterer erfolgte mit einer Resistschicht, die im ersten Schritt bereits belichtet und bis zur Belichtungstiefe ausentwickelt wurde. Die Belichtungs- und Entwicklungszeiten waren in beiden Fällen gleich und betrugen 40 s bzw. 10 min.

librierkurven ist hier, wie auch wie auch bei der Abb. 4.21 im letzten Abschnitt, wieder durch die Ausbildung einer Schicht an der ursprünglichen Resistoberfläche mit deutlich verringerter Löserate zu erklären (siehe Bemerkungen auf Seite 76). Die im ersten Lithographieschritt strukturierte Schicht enthält diesen „inhibition layer“, während die innerhalb des zweiten Schritts strukturierte Schicht ein nahezu homogen verteiltes Entwicklungsverhalten zeigt. Dadurch ergeben sich Unterschiede in den Löseraten und damit in der resultierenden Profilhöhe.

Zur Demonstration der Herstellung komplexer Strukturen mit Hilfe des beschriebenen Konzepts wurden die Grautonlithographie und die Nahfeld-Lithographie kombiniert. Die sogenannte Nahfeld-Lithographie nutzt die Interferenz der von der Maskenstruktur erzeugten Beugungsordnungen aus [84, 85]. Bei geeigneter Wahl¹³ eines Maskengitters und eines dazu passenden Einfallswinkels der Beleuchtung im Mask-Aligner entsteht im Raum-bereich hinter der Maske ein periodisches Interferenzmuster mit hohem Kontrast, das zur Belichtung von Photoresist benutzt werden kann. Die Gitterperiode der Maske wird dabei je nach gewählter Konfiguration reproduziert oder sogar halbiert.

Auf der Oberfläche des in Abb. 4.23 gezeigten Prismas sollte zum Zwecke der Demonstration ein lineares Gitter mit der Periode von 500 nm strukturiert werden. Dazu erfolgte die Belichtung in einem speziell für die Nahfeld-Lithographie entwickelten Mask-Aligner (MA6 NFH, Süss Microtec) mit einem Phasengitter mit einer Periode von 500 nm als Maske. Der Einfallswinkel der Beleuchtung betrug 21.4° , die Belichtungszeit 600 s und der Resist wurde anschließend für 3 min entwickelt. Das entstandene Gitterprofil wurde

¹³Das beinhaltet natürlich das Design und die Herstellung der Maske mit Hilfe der Elektronenstrahl-lithographie.

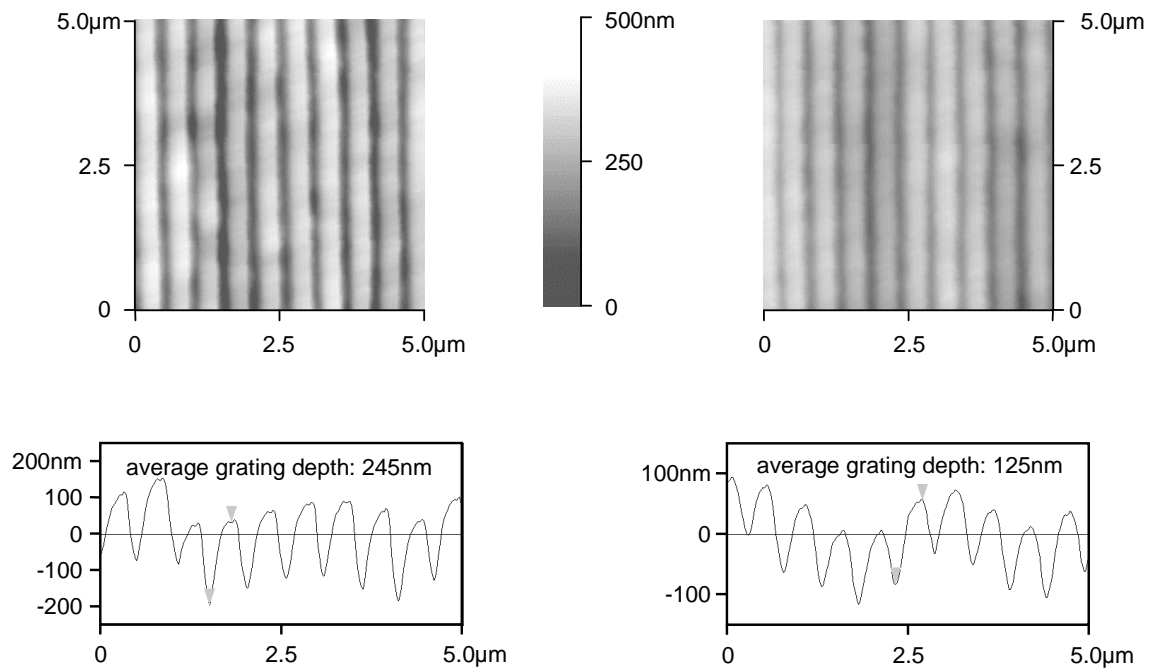


Abb. 4.25: AFM-Messungen einer Gitterstruktur auf dem in Abb. 4.23 dargestellten Prisma mit einer Periode von 500 nm. Die Gittertiefe variiert in Abhängigkeit von der Position auf dem Prisma zwischen 245 nm (oben) und 125 nm (unten).

zur Beurteilung seiner Form und Tiefe mit einem AFM vermessen. In der Abbildung 4.25 sind entsprechende Messungen von unterschiedlichen Stellen auf dem Prisma zu sehen. Es ist festzustellen, dass das Gitterprofil erfolgreich auf dem Prismenprofil erzeugt werden konnte. Dabei ist aber eine Änderung der Gittertiefe in Abhängigkeit von der Position auf dem Prisma bzw. von der lokalen Höhe des Prismenprofils festzustellen. Die maximale Gittertiefe von 245 nm wurde dort gemessen, wo das Prisma seine größte Höhe erreicht. Bis zum entgegengesetzten Ende des Prismenprofils verringerte sich die Gittertiefe auf 125 nm.

Diese Änderung der Gittertiefe stellt kein prinzipielles Problem bei der Kombination von lithographischen Verfahren auf dem beschriebenen Weg dar, sondern wird durch die Nahfeld-Lithographie verursacht. Durch die begrenzte Kohärenz der Beleuchtung im Mask-Aligner sinkt der Interferenzkontrast mit wachsendem Abstand von der Maske. Bei der Belichtung eines Oberflächenprofils mit entsprechender Höhe liegt deshalb an den oberen Stellen hoher Kontrast und an den unteren Stellen niedriger Kontrast vor.

Kapitel 5

Zusammenfassung

Das Ziel dieser Arbeit bestand darin, einen Beitrag zur Beantwortung der Frage zu leisten, welche Signalverteilungen mit Hilfe refraktiver Strahlformungselemente realisierbar sind. Es konnte gezeigt werden, dass die Strahlformung im Falle von flat-top-Signalverteilungen nahezu beugungsbegrenzt möglich ist, wobei eine deutliche Abhängigkeit zwischen der lateralen Ausdehnung der Signalverteilung und der bei einer bestimmten Auflösung erreichbaren Signalqualität gefunden wurde. Im Falle von Grauwert-Signalverteilungen wurde herausgearbeitet, dass die erreichbare Auflösung bei Auftreten eines lokalen Minimums in der Signalverteilung, verglichen mit anderen Verteilungen, am geringsten ist. Unabhängig von der Breite genügt die erreichte Detailauflösung nicht zur Erzeugung von mehreren Plateaus mit dazwischenliegendem Minimum. Aus diesem Grund lassen sich zweidimensionale flat-top-Verteilungen mit einer konvexen Berandung mit etwas höherer Auflösung realisieren als solche mit einer konkaven Berandung. Durch Absenken des Kontrasts ist bei beliebigen Ausgangsverteilungen eine höhere Detailauflösung erreichbar. Desweiteren wurde festgestellt, dass bei zweidimensionalen Grauwertverteilungen die rein visuell beurteilte Signalqualität auch bei geringem SNR bereits ausreichend ist.

Ein bemerkenswertes Ergebnis bei den Untersuchungen zur Skalierung des Profils ist, dass die Toleranz refraktiver Strahlformungselemente durch Anpassung des optischen Aufbaus (Optimierung des Abstands zwischen Element- und Signalebene) deutlich erhöht werden kann. Am Beispiel eines Strahlformungselementes, das eine flat-top-Verteilung realisiert, konnte durch die Optimierung von Δz mehr als eine Verdopplung des anhand der Schwankung der Intensitätsverteilung gemessenen Toleranzbereichs registriert werden. Dies ist insbesondere für die Anwendung refraktiver Strahlformungselemente interessant, wenn deren Herstellung mit einer entsprechenden Profilabweichung verbunden ist. Im Falle der Grautonlithographie tritt beispielsweise eine Schwankung (Skalierung) der maximalen Profilhöhe im Bereich einiger Prozent auf, die von der optischen Funktion toleriert wird.

Im Gegensatz dazu erweist sich der Einfluss von Überstrukturen auf die optische Funktion, nahezu unabhängig von der zu realisierenden Signalverteilung, als sehr stark. Man erhält bereits bei sehr geringen Werten für die Rauheit des Oberflächenprofils (bzw. die resultierende Wellenfrontdeformation) von $\lambda/50$ eine Begrenzung der Signalqualität durch die verursachten Abweichungen der Intensitätsverteilung der Ausgabewelle. Dies ist auch unabhängig von der numerischen Apertur des optischen Aufbaus. Für flat-top-Verteilungen wurde im Bereich der Wellenfrontdeformation $< \lambda/10$ eine lineare Abhängigkeit $I_{\text{pv}} \approx 4 \cdot \psi_{\text{pv}} / \lambda$ der Amplitude der Intensitätsschwankungen vom pv-Wert der Wellenfrontdeformation gefunden, deren Anstieg sich mit einer Verbreiterung der Beleuchtungswelle geringfügig verringert.

Weiter wurden analoglithographische Verfahren im Hinblick auf die Herstellung kontinuierlicher Oberflächenprofile untersucht. Dabei wurde festgestellt, dass auch bei der direkten Elektronenstrahlbelichtung von PMMA, wie beim HEBS-Glas, ein Intermittenzeffekt auftritt, der zu einer erhöhten Belichtungswirkung bei einer durch Pausen unterbrochenen Belichtung führt. Es konnte bei gleicher Gesamtdosis ein Unterschied im erzielten Resistabtrag von bis zu 30% gemessen werden, der allein aus dem unterschiedlichen zeitlichen Ablauf der Belichtung resultiert. Technologisch bedingte Schwankungen im Belichtungsablauf verursachen durch die Wirkung des Intermittenzeffekts Überstrukturen auf den Resistprofilen, die sich störend auf deren optische Funktion auswirken. Es konnte gezeigt werden, dass es aber durch eine angepasste Datenerzeugung möglich ist, die Überstrukturen weitgehend zu unterdrücken.

Als ein sehr gut zur Herstellung refraktiver Elemente geeignetes Verfahren wurde die Grautonlithographie unter Verwendung von HEBS-Glas-Masken hinsichtlich wesentlicher Parameter untersucht. Bei Verwendung einer geeigneten, kontinuierlichen Kalibrierstruktur ist die Herstellung von Oberflächenprofilen mit sehr geringer Formabweichung von weniger als 0.5% der maximalen Profilhöhe möglich. Die Reproduzierbarkeit von identischen, benachbarten Elementen auf einem Substrat ist mit einer Schwankung von 0.3% des Mittelwerts ebenfalls sehr hoch. Dagegen liegt die Reproduzierbarkeit von identischen Elementen auf verschiedenen Substraten im einstelligen Prozentbereich. Zu beachten ist die geringe laterale Auflösung der erzeugten Strukturen, die bei etwa $6.2 \mu\text{m}$ liegt. Weiterhin entsteht durch die Benutzung der HEBS-Glas-Maske eine erhöhte Rauheit des Resists, deren charakteristische Länge bei $1.8 \mu\text{m}$ liegt. Es konnte am Beispiel von hergestellten Strahlformungselementen und zweier PIFSO-Systeme das Potenzial der Grautonlithographie im Hinblick auf refraktive optische Elemente demonstriert werden.

Durch eine alternative Methode der Entwicklung ist die Herstellung von Oberflächenprofilen möglich, die aus unbelichtetem Resist bestehen und die in einem zweiten lithographischen Schritt direkt, d.h. ohne eine Übersichtung mit Resist, strukturiert werden

können. Dadurch ist beispielsweise die Kombination der Grautonlithographie mit einem hochauflösenden Verfahren möglich. Am Beispiel eines etwa $20\mu\text{m}$ hohen Prismas konnte nachgewiesen werden, dass die Genauigkeit der Grautonlithographie bei Anwendung der alternativen Entwicklung mit einer Formabweichung von 0.5% der maximalen Profiltiefe den oben notierten Werten für die konventionelle Entwicklung entspricht. Desweiteren wurde auf der Prismenoberfläche durch Anwendung der Nahfeldlithographie ein Gitter mit einer Periode von 500 nm und einer Tiefe von 250 nm erzeugt. Damit ist das Potenzial des Verfahrens zur Erzeugung komplexer optischer Elemente, die z.B. eine Gitterstruktur zur Entspiegelung tragen, nachgewiesen.

Literaturverzeichnis

- [1] HERZIG, H. P.: *Micro-optics: Elements, systems and applications*. Taylor & Francis Ltd, London, 1997
- [2] KUFNER, M. ; KUFNER, S.: *Micro-optics and Lithography*. VUBPress, Brussels, 1997
- [3] SINZINGER, S. ; JAHNS, J.: *Microoptics*. Wiley-VCH Verlag GmbH, Weinheim, 1999
- [4] AAGEDAL, H.: *Simulation und Design paraxialer diffraktiver Systeme*, Universität Karlsruhe, Fakultät für Informatik, Dissertation, 1998
- [5] BRYNGDAHL, O.: Geometrical transformations in optics. In: *J. Opt. Soc. Am.* 64 (1974), S. 1092–1099
- [6] HAN, C. Y. ; ISHII, Y. ; MURATA, K.: Reshaping collimated laser beams with Gaussian profile to uniform profiles. In: *Appl. Opt.* 22 (1983), Nr. 22, S. 3644–3647
- [7] ARIELI, Y. ; EISENBERG, N. ; LEWIS, A. ; GLASER, I.: Geometrical-transformation approach to optical two-dimensional beam shaping. In: *Appl. Opt.* 36 (1997), Nr. 35, S. 9129–9131
- [8] AAGEDAL, H. ; SCHMID, M. ; EGNER, S. ; MULLER-QUADE, J. ; BETH, T.: Analytical beam shaping with application to laser-diode arrays. In: *J. Opt. Soc. Am. A* 14 (1997), Nr. 7, S. 1549–1553
- [9] SHANKOFF, T. A.: Phase Holograms in Dichromated Gelatin. In: *Appl. Opt.* 7 (1968), Nr. 10, S. 2101–2105
- [10] FUJITA, T. ; NISHIHARA, H. ; KOYAMA, J.: Blazed gratings and Fresnel lenses fabricated by electron-beam lithography. In: *Opt. Lett.* 7 (1982), Nr. 12, S. 578–580
- [11] GALE, M.T. ; KNOP, K.: The fabrication of fine lens arrays by laser beam writing. In: *Proc. SPIE* 398 (1983), S. 347–353
- [12] OPPLIGER, Y. ; SIXT, P. ; STAUFFER, J. M. ; MAYOR, J. M. ; REGNAULT, P. ; VOIRIN, G.: One-step 3D shaping using a gray-tone mask for optical and microelectronic applications. In: *Microelectronic Engineering* 23 (1994), S. 449–454
- [13] DÄSCHNER, W. ; LARSSON, M. ; LEE, S. H.: Fabrication of monolithic diffractive optical elements by the use of e-beam direct write on an analog resist and a single chemically assisted ion-beam-etching step. In: *Appl. Opt.* 34 (1995), S. 2534–2539

- [14] WENGELINK, J. ; ENGEL, H. ; DÖLDISSEN, W.: Semitransparent Mask Technique for Relief Type Surface Topographies. In: *Microelectronic Engineering* 27 (1995), S. 247–250
- [15] DÄSCHNER, W. ; LONG, P. ; STEIN, R. ; WU, C. ; LEE, S. H.: Cost-effective mass fabrication of multilevel diffractive optical elements by use of a single optical exposure with a grayscale mask on high-energy beam-sensitive glass. In: *Appl. Opt.* 36 (1997), S. 4675–4680
- [16] KASINSKI, J. J. ; BURNHAM, R. L.: Near-diffraction-limited laser beam shaping with diamond turned aspheric optics. In: *Opt. Lett.* 22 (1997), Nr. 14, S. 1062–1064
- [17] KLEY, E.-B. ; CUMME, M. ; WITTIG, L. ; THIEME, M. ; GABLER, W.: Beam shaping elements for holographic application. In: *Proc. SPIE* 4179 (2000), S. 58–64
- [18] CUMME, M. ; WITTIG, L. ; HARTUNG, H. ; KLEY, E.-B.: Thick refractive beam shaping elements applied to laser diodes. In: *Proc. SPIE* 4440 (2001), S. 25–33
- [19] WITTIG, L. ; CUMME, M. ; NOLTE, S. ; KLEY, E.-B. ; TÜNNERMANN, A.: Beam shaping for multi mode beams. In: *Proc. SPIE* 4440 (2001), S. 34–39
- [20] BORN, M. ; WOLF, E.: *Principles in Optics*. sixth (corrected). Pergamon Press LTD., London, 1993
- [21] WYROWSKI, F. (Hrsg.) ; TURUNEN, J. (Hrsg.): *Diffractive Optics for Industrial and Commercial Applications*. Akademie Verlag, Berlin, 1997
- [22] TOTZECK, M.: *Gültigkeitsbereich der skalaren Beugungstheorien nach Kirchhoff und RayleighSommerfeld im Nahfeld kleiner Phasenobjekte*, Technische Universität Berlin, Fachbereich 4 (Physik), Dissertation, 1989
- [23] FEIT, M. D. ; FLECK, J. A.: Light propagation in gradedindex optical fibers. In: *Appl. Opt.* 17 (1978), S. 3990–3998
- [24] SINGER, W.: *Entwicklung und experimentelle Überprüfung nichtparaxialer Wellenausbreitungsmethoden zur Analyse mikrooptischer Komponenten*, Universität ErlangenNürnberg, Naturwissenschaftliche Fakultät, Dissertation, 1995
- [25] PETIT, R.: *Electromagnetic Theory of Gratings*. SpringerVerlag, Berlin-Heidelberg, 1980
- [26] NOPONEN, E. ; TURUNEN, J.: Eigenmode method for electromagnetic synthesis of diffractive elements with threedimensional profiles. In: *J. Opt. Soc. Am. A* 11 (1994), S. 2494–2502
- [27] LI, L.: New modal method by fourier expansion for crossed surfacerelief gratings. In: *J. Opt. Soc. Am. A* 14 (1997), S. 2758–2767
- [28] WYROWSKI, F.: Upper bound of the efficiency of diffractive phase elements. In: *Opt. Lett.* 16 (1991), S. 1915–1917

- [29] ROBERTS, N. C.: Beam shaping by holographic filters. In: *Appl. Opt.* 28 (1989), Nr. 1, S. 31–32
- [30] ROUX, F. S.: Intensity Distribution Transformation for Rotationally Symmetrical Beam Shaping. In: *Opt. Eng.* 30 (1991), Nr. 5, S. 529–536
- [31] DRESEL, T. ; BEYERLEIN, M. ; SCHWIDER, J.: Design of computer-generated beam-shaping holograms by iterative finite-element mesh adaption. In: *Appl. Opt.* 35 (1996), Nr. 35, S. 6865–6874
- [32] AAGEDAL, H. ; SCHMID, M. ; BETH, T. ; TEIWES, S. ; WYROWSKI, F.: Theory of speckles in diffractive optics and its application to beam shaping. In: *J. Mod. Opt.* 43 (1996), Nr. 7, S. 1409–1421
- [33] SCHREMPEL, F. ; WITTHUHN, W.: Deep light ion lithography in PMMA – A parameter study. In: *Nucl. Instrum. Methods B* 132 (1997), S. 430–438
- [34] MUNNIK, F. ; BENNINGER, F. ; MIKHAILOV, S. ; BERTSCH, A. ; RENAUD, P. ; LORENZ, H. ; GMUR, M.: High aspect ratio, 3D structuring of photoresist materials by ion beam LIGA. In: *Microelectronic Engineering* 67–68 (2003), S. 96–103
- [35] HARUNA, M. ; TAKAHASHI, M. ; WAKAHAYASHI, K. ; NISHIHARA, H.: Laser beam lithographed micro-Fresnel lenses. In: *Appl. Opt.* 29 (1990), Nr. 34, S. 5120–5126
- [36] GALE, M. T. ; LANG, G. K. ; RAYNOR, J. M. ; SCHÜTZ, H. ; PRONGUE, D.: Fabrication of kinoform structures for optical computing. In: *Appl. Opt.* 31 (1992), S. 5712–5715
- [37] GALE, M. T. ; ROSSI, M. ; SCHÜTZ, H. ; EHBETS, P. ; HERZIG, H.-P. ; PRONGUE, D.: Continuous-relief diffractive optical elements for two-dimensional array generation. In: *Appl. Opt.* 32 (1993), S. 2526–2533
- [38] HESSLER, T. ; ROSSI, M. ; KUNZ, R.E. ; GALE, M.T.: Analysis and optimization of fabrication of continuous-relief diffractive optical elements. In: *Appl. Opt.* 37 (1998), Nr. 19, S. 4069–4079
- [39] SCHILLING, A. ; HERZIG, H.-P. ; STAUFFER, L. ; VOKINGER, U. ; ROSSI, M.: Efficient beam shaping of linear, high-power diode lasers by use of micro-optics. In: *Appl. Opt.* 40 (2001), Nr. 32, S. 5852–5859
- [40] BRENNER, K.-H. ; KUEMMEL, P. ; ZEITNER, U. D.: Design, analysis, and fabrication of refractive beam shaping elements for optical storage applications. In: *Proc. SPIE* 4443 (2001), S. 93–104
- [41] KLEY, E.-B.: Continuous profile writing by electron and optical lithography. In: *Microelectronic Engineering* 34 (1997), S. 261–298
- [42] YU, W. X. ; YUAN, X.-C.: Fabrication of refractive microlens in hybrid SiO₂/TiO₂ sol-gel glass by electron beam lithography. In: *Optics Express* 11 (2003), S. 899–903
- [43] KLEY, Dr. E.. – IAP der FSU Jena, persönliche Mitteilung

- [44] KLEY, E.-B. ; THOMA, F. ; ZEITNER, U. D. ; WITTIG, L. ; AAGEDAL, H.: Fabrication of microoptical surface profiles using gray scale masks. In: *Proc. SPIE* 3276 (1998), S. 254–262
- [45] O'SHEA, D. C. ; ROCKWARD, W. S.: Gray-scale masks for diffractive-optics fabrication: II. Spatially filtered halftone screens. In: *Appl. Opt.* 34 (1995), Nr. 32, S. 7518–7526
- [46] HENKE, W. ; HOPPE, W. ; QUENZER, H.-J. ; STAUDT-FISCHBACH, P. ; WAGNER, B.: Simulation and Process Design of Gray-Tone Lithography for the Fabrication of Arbitrarily Shaped Surfaces. In: *Jpn. J. Appl. Phys.* 33 (1994), S. 6809–6815
- [47] REIMER, K. ; ENGELKE, R. ; HOFMANN, U. ; MERZ, P. ; VON PLATEN, K. T. K. ; WAGNER, B.: Progress in gray tone lithography and replication techniques for different materials. In: *Proc. SPIE* 3879 (1999), S. 98–105
- [48] YAO, J. ; CUI, Z. ; GAO, F. ; ZHANG, Y. ; GUO, Y. ; DU, C. ; ZENG, H. ; QIU, C.: Refractive micro lens array made of dichromate gelatin with gray-tone photolithography. In: *Microelectronic Engineering* 57-58 (2001), S. 729–735
- [49] YAO, J. ; CUI, Z. ; GAO, Fuhua ; ZHANG, Y. ; GAO, Feng ; DU, J. ; SU, J. ; GUO, Y.: Design of hybrid micro optical elements with coded gray-tone mask. In: *Microelectronic Engineering* 57-58 (2001), S. 793–799
- [50] WENGELINK, J. ; ENGEL, H.: Fabrication of Waveguide Tapers by Semitransparent Mask Photolithography. In: *Microelectronic Engineering* 30 (1996), S. 137–140
- [51] Canyon Materials Inc.: *HEBS-Glass Photomask Blanks*. 1996. – Produktinformation
- [52] WYANT, J. C.: *Optical Testing and Testing Instrumentation*. 2004. – Short Course, verfügbar unter http://www.optics.arizona.edu/jcwyant/Short_Courses/Rochester/Part4.pdf
- [53] ELSON, J. M. ; BENNETT, J. M.: Calculation of the power spectral density from surface profile data. In: *Appl. Opt.* 34 (1995), Nr. 1, S. 201–208
- [54] KÄMPFE, T.: *Strahlformung für die Holographie*, Friedrich-Schiller-Universität Jena, Institut für angewandte Physik, Diplomarbeit, 2004
- [55] CUMME, M. ; KLEY, E.-B.: Refractive beam shaping elements for complicated intensity distributions. In: *Proceedings of the 11th International Meeting on Electro-optics and Microelectronics in Israel, held in Tel Aviv, November 9-11, 1999* (2001), S. 165–168
- [56] WITTIG, L.-Chr.: *Lithographische Preformtechnik zur Herstellung von Oberflächenprofilen*, Friedrich-Schiller-Universität Jena, Institut für angewandte Physik, Diplomarbeit, 1999
- [57] WITTIG, L.-Chr. ; KLEY, E.-B.: Approximation of refractive micro optical profiles by minimal surfaces. In: *Proc. SPIE* 3879 (1999), S. 32–38

- [58] DUPARRE', M. ; GOLUB, M. A. ; LÜDGE, B. ; PAVELYEV, V. S. ; SOIFER, V. A. ; USPLENIEV, G. V. ; VOLOTOVSKII, S. G.: Investigation of computer-generated diffractive beam shapers for flattening of single-modal CO₂ laser beams. In: *Appl. Opt.* 34 (1995), Nr. 14, S. 2489–2497
- [59] BENGTTSSON, J.: Kinoform-only Gaussian-to-rectangle beam shaper for a semiconductor laser. In: *Appl. Opt.* 35 (1996), Nr. 20, S. 3807–3814
- [60] KLEY, E.-B. ; WITTIG, L. ; CUMME, M. ; ZEITNER, U. D. ; DANNBERG, P.: Fabrication and properties of refractive micro optical beam shaping elements. In: *Proc. SPIE* 3879 (1999), S. 20–31
- [61] HOCHENBLEICHER, G.. – Linhof P-S GmbH, persönliche Mitteilung
- [62] KLEY, E.-B. ; CUMME, M. ; WITTIG, L.-Chr. ; WU, C.: Adapting existing e-beam writers to write HEBS-glass gray-scale masks. In: *Proc. SPIE* 3633 (1999), S. 35–45
- [63] WANG, M. R. ; SU, H.: Laser direct-write gray-level mask and one-step etching for diffractive microlens fabrication. In: *Appl. Opt.* 37 (1998), S. 7568–7576
- [64] YUAN, X.-C. ; JIANG, H. J. ; CHEONG, W. C.: Characterization of photosensitive hybrid sol-gel glass with high-energy beam-sensitive grey-scale mask in single-step fabrication of blazed gratings. In: *J. Phys. D: Appl. Phys.* 34 (2001), S. L125–L128
- [65] YUAN, X.-C. ; YU, W. X. ; NGO, N. Q. ; CHEONG, W. C.: Cost-effective fabrication of microlenses on hybrid sol-gel glass with a high-energy beam-sensitive gray-scale mask. In: *Optics Express* 10 (2002), S. 303–308
- [66] ROGERS, J. D. ; KÄRKKÄINEN, A. H. O. ; TKACZYK, T. ; RANTALA, J. T. ; DESCOUR, M. R.: Realization of refractive microoptics through grayscale lithographic patterning of photosensitive hybrid glass. In: *Optics Express* 12 (2004), S. 1294–1303
- [67] DILLON, T. ; SURE, A. ; MURAKOWSKI, J. A. ; PRATHER, D. W.: Process development and application of grayscale lithography for efficient three-dimensionally profiled fiber-to-waveguide couplers. In: *Proc. SPIE* 5183 (2003), S. 123–131
- [68] CHANG, D. H. ; AZFAR, T. ; KIM, S.-K. ; FETTERMAN, H. R.: Vertical adiabatic transition between a silica planar waveguide and an electro-optic polymer fabricated with gray-scale lithography. In: *Opt. Lett.* 28 (2003), S. 869–871
- [69] YUAN, X.-C. ; YU, W. X. ; CHEONG, W. C. ; NGO, N. Q.: Improved linear response to UV exposure and its interpretation of SiO₂/TiO₂ hybrid sol-gel glass. In: *J. Phys. D: Appl. Phys.* 35 (2002), S. L81–L84
- [70] KÄRKKÄINEN, A. H. O. ; RANTALA, J. T. ; MAANINEN, A. ; JABBOUR, G. E. ; DESCOUR, M. R.: Siloxane-Based Hybrid Glass Materials for Binary and Grayscale Mask Photoimaging. In: *Advanced Materials* 14 (2002), S. 535–540
- [71] DAMMEL, R.: *Diazonaphthoquinone-based Resists*. SPIE Press, Bellingham, 1993
- [72] Clariant GmbH: *AZ 4500 Series – Thick Film Photoresists*. – Produktinformation

- [73] CHUNG, S.-J.: *Strukturprofilsimulation dicker Schichten in der optischen Lithographie mit DNQ-Novolak-basierenden Photoresists*, Universität Karlsruhe, Fakultät für Maschinenbau, Dissertation, 1998
- [74] KOCH, Dr.-Ing. C.. – MicroChemicals GmbH, persönliche Mitteilung
- [75] CHURCH, E. L.: Fractal Surface Finish. In: *Appl. Opt.* 27 (1988), Nr. 8, S. 1518–1526
- [76] ELSON, J. M. ; BENNETT, J. M. ; STOVER, J. C.: Wavelength and angular dependence of light scattering from beryllium: comparison of theory and experiment. In: *Appl. Opt.* 32 (1993), Nr. 19, S. 3362–3376
- [77] MicroChemicals GmbH: *Prozessierung von Dicklacken – Symptome, Diagnose und Abhilfe*. 2003
- [78] DANNBERG, P. ; BIERBAUM, R. ; ERDMANN, L. ; BRÄUER, A. H.: Wafer scale integration of micro-optical and optoelectronic elements by ploymer UV reaction moulding. In: *Proc. SPIE* 3631 (1999), S. 244–251
- [79] DANNBERG, P. ; BIERBAUM, R. ; ERDMANN, L. ; KREHL, A. ; BRÄUER, A. H.: High precision microoptic elements by wafer-scale replication on arbitray substrates. In: *Proc. SPIE* 3739 (1999), S. 206–212
- [80] DANNBERG, P. ; MANN, G. ; WAGNER, L. ; BRÄUER, A. H.: Polymer UV-molding for micro-optical systems and O/E-integration. In: *Proc. SPIE* 4179 (2000), S. 137–145
- [81] HEMING, R.: *Effiziente planar-integrierte freiraum-optische Systeme auf der Basis von binärer und analoger Lithographie*, Fern-Universität Hagen, Lehrgebiet Optische Nachrichtentechnik, Diplomarbeit, 2005
- [82] JARCZYNSKI, M. ; JAHNS, J.: Planar integrated free-space optics for optical interconnect and fan-out/in operations. In: *Proc. SPIE* 5556 (2004), S. 15–26
- [83] DILL, F. H. ; HORNBERGER, W. P. ; HAUGE, P. S. ; SHAW, J. M.: Characterization of Positive Photoresist. In: *IEEE Transactions on electron devices* ED22 (1975), Nr. 7, S. 445–452
- [84] ROUMIGUIERES, J. L. ; NEVIERE, M. J.: *Process for casting on a support the faithfull reproduction of a mask pierced with periodically distributed slits*. 1983. – US Patent # 4,389,094
- [85] VUILLIOMENET, H. ; FALCO, L. ; PARRIAUX, O. ; NEVIERE, M.: Transfer of Submicron Period Gratings by Conventional Chromium Mask Lithography. In: *Proc. SPIE* 2213 (1994), S. 11–17

Anhang A

Skalare Optik

A.1 Beugungsgitter

Es soll an dieser Stelle das in der Analoglithographie angewandte Prinzip der Intensitätsmodulation mit Hilfe von Amplitudenmasken dargestellt werden. Dazu erfolgt eine kurze Betrachtung der Ausbreitung von Licht durch ein Beugungsgitter. Die periodische Transmissionsfunktion eines Gitters (s. Abb. A.1) kann als die Faltung $T(x) = t(x) \star \sum_m \delta(x - mp)$ der Transmission $t(x)$ innerhalb einer Periode, d.h. in dem Intervall $-p/2 \leq x < p/2$, und der unendlichen Summe äquidistanter Delta-Funktionen geschrieben werden. Die Fouriertransformierte der Transmissionsfunktion

$$\mathcal{F}[T](k) = \frac{1}{p} \int_{-p/2}^{p/2} t(x) e^{-ikx} dx \cdot \sum_m \delta(k - m \frac{2\pi}{p}) \quad (\text{A.1})$$

entspricht dem Ortsfrequenzspektrum der Feldverteilung hinter dem Gitter bei senkrechter Beleuchtung mit einer ebenen Welle [21]. Die Intensitäten I_m der einzelnen Beugungsordnungen ergeben sich aus dem Quadrat der diskreten Amplitudenwerte. Bei einem linearen binären Amplitudengitter mit $t(x) = \text{rect}(x/fp)$ erhält man für die Amplitude der m -ten Beugungsordnung

$$A_m \propto f \cdot \text{sinc}(f \cdot m) = \frac{\sin(f \cdot m\pi)}{f \cdot m\pi} \quad , \quad (\text{A.2})$$

wobei f das Verhältnis b/p zwischen der Breite der Öffnung und der Periode ist. Häufiger benutzt wird der Füllfaktor $1 - f$. Für die nullte Beugungsordnung ($m = 0$, $\text{sinc}(0) = 1$) ist A_m direkt proportional zu f und die Intensität I_m ist proportional zu f^2 . Mit der Variation von f kann also die Intensität der nullten Beugungsordnung kontrolliert werden.

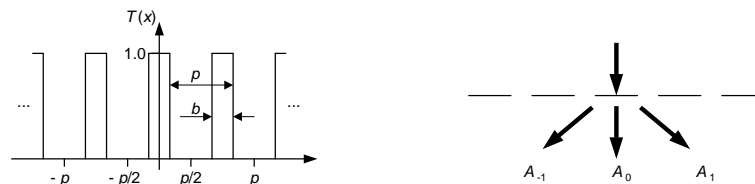


Abb. A.1: Transmissionsfunktion eines Amplitudengitters mit der Periode p und der Breite b der Spalte. Die Amplitude A_m der einzelnen Beugungsordnungen ist vom Füllfaktor $1 - b/p$ abhängig.

A.2 Gaußsche Bündel

Im Folgenden werden verschiedene Feldverteilungen betrachtet, die besondere Bedeutung für die kohärente Optik und dabei speziell für die Strahlformung besitzen und in der vorliegenden Arbeit deshalb häufig Erwähnung finden. Zunächst sei eine in der Ebene $z = 0$ vorliegende Gaußsche Feldverteilung

$$u_{\text{Gauss}}(x, y, z = 0) = u_0(x, y) = A_0 e^{-\frac{x^2+y^2}{\omega_0^2}} \quad (\text{A.3})$$

mit ebener Phase betrachtet. Das zugehörige Ortsfrequenzspektrum lautet

$$U(k_x, k_y) = A_0 \pi \omega_0^2 e^{-\frac{\omega_0^2}{4} (k_x^2 + k_y^2)} \quad (\text{A.4})$$

Mit Hilfe der Gleichung 2.12 lässt sich daraus in paraxialer Näherung die in der Ebene z vorliegende Verteilung $u_{\text{Gauss}}(x, y, z)$ berechnen. Man erhält

$$u_{\text{Gauss}}(x, y, z) = A(z) e^{-\frac{x^2+y^2}{\omega(z)^2}} e^{ik \frac{x^2+y^2}{2R(z)^2}} e^{i\varphi} \quad (\text{A.5})$$

d.h. bei der Propagation im freien Raum bleibt die Gaußverteilung erhalten und für die z -abhängigen Größen der Breite $\omega(z)$ des Bündels, der Krümmung der quadratischen Phase $R(z)$, der Amplitude $A(z)$ sowie der Phase $\varphi(z)$ gelten die Beziehungen

$$\omega(z) = \omega_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_0}\right)^2} \quad (\text{A.6})$$

$$R(z) = z \left(1 + \left(\frac{z_0}{z}\right)^2\right) \quad (\text{A.7})$$

$$A(z) = A_0 \cdot \frac{\omega_0}{\omega(z)} \quad (\text{A.8})$$

$$\tan \varphi(z) = -\frac{z}{z_0} \quad (\text{A.9})$$

wobei der sogenannte Rayleigh-Parameter z_0 durch die Gleichung

$$z_0 = \frac{\pi}{\lambda} \omega_0^2 \quad (\text{A.10})$$

gegeben ist. Geht man in den Bereich des Fernfeldes ($z \gg z_0$), so erhält man für ω und R die einfachen linearen Gleichungen

$$\omega(z) = \frac{\lambda}{\pi \omega_0} \cdot z \quad (\text{A.11})$$

$$R(z) = z \quad (\text{A.12})$$

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei all jenen bedanken, die durch ihre Hilfe und Unterstützung zum Gelingen der vorliegenden Arbeit beigetragen haben.

Herrn Prof. Dr. A. Tünnermann danke ich für die Betreuung der Arbeit und für die Möglichkeit, diese am Institut für angewandte Physik durchführen zu können. Ohne die Freiräume, die mir neben der Institutsarbeit gegeben wurden, wäre diese Arbeit nicht möglich gewesen.

Mein ganz besonderer Dank gilt Herrn Dr. E.-B. Kley für die fachlichen Diskussionen über verschiedene Aspekte der Analoglithographie und der Strahlformung, viele Gespräche zur inhaltlichen Konzeption der Arbeit und nicht zuletzt für deren kritische Durchsicht. Seine zahlreichen Ideen und Anregungen haben wesentlich zu meinem Verständnis vieler Sachverhalte beigetragen.

Weiterhin möchte ich mich bei allen Mitarbeitern der Arbeitsgruppe Mikrostrukturierung/Mikrooptik für ihre jederzeit freundliche und unkomplizierte Unterstützung bedanken. Besonders danke ich Herrn W. Rockstroh für die Vorbereitung der Belichtungsdaten und Herrn H. Schmidt für die Durchführung der Belichtungen an der ZBA. Frau W. Gräf gilt mein Dank für ihre Hilfe bei den photolithographischen Arbeiten im Reinraumlabor. Desweiteren möchte ich Herrn D. Schelle für seine stete Unterstützung bei den verschiedensten technischen Problemen danken. Über die fachliche Hilfe hinaus habe ich jedoch besonders die angenehme Arbeitsatmosphäre und die oftmals sehr unterhaltsamen, fachlichen und fachfremden Gespräche in der Frühstücksrunde der Arbeitsgruppe geschätzt.

Herrn Heming von der Fernuniversität Hagen gilt mein Dank für den Aufbau und die Vermessung der im Abschnitt 4.3.5 beschriebenen PIFSO-Systeme und seine Geduld beim Warten auf die fertigen Elemente.

Ganz besonders danke ich aber meiner Familie, Wiebke, Ole und Arne, für ihre moralische Unterstützung und ihr Vertrauen sowie auch für die notwendige Zerstreuung. Desweiteren danke ich meinen Eltern für die vielfältigen Unterstützungen während der Zeit des Studiums und der Promotion

Diese Arbeit wurde von der DFG im Rahmen der Forschergruppe „Teilchenstrahlen-induzierte ultrapräzise Oberflächenbearbeitung“ gefördert.

Ehrenwörtliche Erklärung

Ich erkläre hiermit ehrenwörtlich, dass ich die vorliegende Arbeit selbstständig, ohne unzulässige Hilfe Dritter und ohne Benutzung anderer als der angegebenen Hilfsmittel und Literatur angefertigt habe. Die aus anderen Quellen direkt oder indirekt übernommenen Daten und Konzepte sind unter Angabe der Quelle gekennzeichnet.

Bei der Auswahl und Auswertung folgenden Materials haben mir die nachstehend aufgeführten Personen in der jeweils beschriebenen Weise unentgeltlich geholfen:

1. Herr Prof. Andreas Tünnermann als Betreuer dieser Arbeit
2. Herr Dipl. Ing. Richard Heming: Aufbau und Vermessung der im Abschnitt 4.3.5 vorgestellten PIFSO-Systeme.

Weitere Personen waren an der inhaltlich-materiellen Erstellung der vorliegenden Arbeit nicht beteiligt. Insbesondere habe ich hierfür nicht die entgeltliche Hilfe von Vermittlungs- bzw. Beratungsdiensten (Promotionsberater oder andere Personen) in Anspruch genommen. Niemand hat von mir unmittelbar oder mittelbar geldwerte Leistungen für Arbeiten erhalten, die im Zusammenhang mit dem Inhalt der vorgelegten Dissertation stehen.

Die Arbeit wurde bisher weder im In- noch im Ausland in gleicher oder ähnlicher Form einer anderen Prüfungsbehörde vorgelegt.

Die geltende Promotionsordnung der Physikalisch-Astronomischen Fakultät ist mir bekannt.

Ich versichere ehrenwörtlich, dass ich nach bestem Wissen die reine Wahrheit gesagt und nichts verschwiegen habe.

Jena, den 6. Juli 2005

Lars-Christian Wittig

Lebenslauf

Name	Wittig
Vorname	Lars-Christian
Geburtsdatum	9. Dezember 1973
Geburtsort	Greiz
Familienstand	verheiratet seit dem 29. Juni 2002 mit Wiebke Wittig, geb. Richter, zwei Kinder, Arne und Ole
1980 – 1988	Polytechnische Oberschule Greiz-Dölau
1988 – 1992	Spezialschule mathematisch-naturwissenschaftlich- technischer Richtung Jena
Juni 1992	Abitur
1992 – 1993	Zivildienst
1993 – 1999	Physikstudium an der Friedrich-Schiller-Universität Jena
Februar 1999	Diplom
1999 – 2005	wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für ange- wandte Physik der FSU Jena

Jena, den 6. Juli 2005